

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة فرحات عباس سطيف 1



UNIVERSITÉ FERHAT ABBAS - SETIF1

FACULTÉ DE TECHNOLOGIE

THÈSE

Présentée au Département d'Electronique.

Pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Domaine : Sciences et Technologie

Filière: Télécommunications

Option: Systèmes des Télécommunications

Par

BOUKNIA Mohamed Lamine

THÈME

***EFFETS DES PARAMETRES CONSTITUTIFS DES MILIEUX
COMPLEXES SUR LES CARACTERISTIQUES
D'ANTENNES PLANAIRES***

Soutenue le 01 /06 /2022 devant le Jury :

M ^r	A. FERHAT HAMIDA	Professeur	Dépt. Electronique, U. Setif-1-	Président
M ^r	C. ZEBIRI	M.C.A.	Dépt. Electronique, U. Setif-1-	Rapporteur
M ^r	A. MAYOUF	Professeur	Dépt. Electronique, U. Setif-1-	Examineur
M ^{me}	F. BENABELAZIZ	Professeur	Dépt. Electronique, U. Constantine	Examinatrice
M ^r	A. HOCINI	Professeur	Dépt. Electronique, U. Msila	Examineur
M ^r	D. KHEDROUCHE	Professeur	Dépt. Electronique, U. Msila	Examineur
M ^r	D. SAYAD	M.C.A.	Dépt. Electronique, U. Skikda	Invité

REMERCIEMENTS

Je suis très reconnaissant de saisir cette occasion pour remercier **M. Chemseddine ZEBIRI**, encadrant de ce travail scientifique, Maître de Conférences à l'Université Farhat Abbas Sétif -1-. Je ne peux le remercier suffisamment pour les conseils, les encouragements et la sagesse qu'il m'a fournis durant cette période, surtout sa précieuse disponibilité tout au long de la réalisation de ce travail. Il a été un élément inestimable dans mes recherches en général, et dans ma vie en particulier, et je l'en remercie.

Je voudrais exprimer, mes remerciements à **M. Abdelhak FERHAT HAMIDA**, Professeur à l'Université Farhat Abbas de Sétif -1-, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de cette thèse.

Je remercie vivement **M. Abdelhalim MAYOUF**, Professeur à l'Université de Farhat Abbas de Sétif -1-, d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Je tiens également à remercier **Mme Fatiha BENABDELAZIZ**, Professeure à l'université Mentouri Constantine 1, d'avoir accepté de participer à la soutenance et d'être membre du jury de ce travail.

Je souhaite également adresser mes remerciements à messieurs **M. Abdesselam HOCINI** et **M. Djamel KHEDROUCHE**, Professeurs à l'Université de Msila, qui ont bien voulu accepter de participer au jury et de juger mon travail.

Je remercie très sincèrement **M. Djamel SAYAD**, Maître de Conférences à l'Université de Skikda, pour sa collaboration, et sa disponibilité incessante, et pour avoir accepté d'assister à la soutenance de cette thèse en tant qu'invité.

J'exprime mes remerciements particuliers à mes parents, pour leurs encouragements constants et continus, c'est pourquoi je profiter de cette occasion pour le faire merci. Je voudrai aussi remercier mes charmantes sœurs pour leur .

Je tiens également à remercier toutes les personnes qui ont contribué à mon développement personnel et professionnel.

À mes très chers parents.

À ma famille.

À mes chers amis.

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE I : NOTIONS DE BASE SUR L'ELECTROMAGNETISME ET LES MILIEUX COMPLEXES	6
I.1 Introduction.....	6
I.2 Equations de Maxwell	6
I.2.1 Loi de Gauss	7
I.2.2 Loi de Gauss pour le magnétisme	8
I.2.3 Loi de Faraday	9
I.2.4 Loi d'Ampère	9
I.3 Conditions aux limites	10
I.3.1 Conditions aux limites pour les composantes perpendiculaires du champ	10
I.3.2 Conditions aux limites pour les composantes parallèles du champ	12
I.3.3 Conditions aux limites adjacentes aux conducteurs parfaits.....	14
I.4 Ondes électromagnétiques	15
I.4.1 Propagation dans l'espace libre.....	15
I.4.2 Propagation guidée	17
I.5 Milieux anisotropes.....	18
I.5.1 Relations constitutives.....	20
I.6 Milieu bi-isotrope	21
I.6.1 Relations constitutives.....	22
I.7 Milieu bi-anisotrope.....	23
I.7.1 Relations constitutives.....	24
I.8 Milieu chiral.....	25
I.8.1 Relations constitutives.....	27
I.9 Milieu Tellegen.....	27
I.9.1 Relations constitutives.....	28
I.10 Conditions de réciprocité et non réciprocité	28
I.11 Applications des milieux complexes dans les antennes planaires	29

I.12 Conclusion	32
CHAPITRE II : LA MÉTHODE DES MOMENTS DANS LE DOMAINE SPECTRAL.....	40
II.1 Introduction.....	40
II.2 Principe de la méthode des moments.....	41
II.3 Méthode des moments dans le domaine spectral.....	43
II.3.1 Expressions des composantes du champ électromagnétique	44
II.3.2 Expressions des composantes du champ électromagnétique	47
II.4 Résolution des fonctions d'immittance dans le domaine spectral.....	49
II.4.1 Technique de déduction de la fonction de Green	49
II.4.2 Application de la méthode des moments.....	51
II.4.3 Application de la technique de Galerkin	55
II.5 Détermination des différents paramètres	56
II.5.1 Impédance d'entrée.....	57
II.5.2 Diagramme de rayonnement	58
II.5.3 Couplage mutuel	59
II.5.4 Distribution des champs électriques et magnétiques.....	59
II.6 Conclusion	60
CHPITRE III : EFFET DE L'ANISOTROPIE UNIAxIAL ELECTRIQUE ET MAGNETIQUE SUR LES PARAMETRES D'UNE ANTENNE DIPOLE.....	64
III.1 Introduction.....	64
III.2 Formulation analytique	64
III.2.1 Equation d'onde et expressions des composantes du champ électromagnétique ...	65
III.2.2 Expressions des composantes transversales.....	67
III.2.3 Equation d'ondes.....	67
III.3 Évaluation du tenseur de Green	69
III.3.1 Conditions aux limites.....	69

III.3.2 Choix des fonctions de base	71
III.3.3 Intégration numérique	72
III.4 Résultats numériques	74
III.4.1 Évaluation de l'impédance d'entrée	74
III.4.2 Effet de l'anisotropie uniaxiale électrique et magnétique sur l'impédance d'entrée 75	
III.4.3 Évaluation le couplage mutuel entre deux dipôles imprimés.....	77
III.4.4 Éléments optimaux d'anisotropie électrique et magnétique uniaxiale	83
III.4.5 Évaluation de la distribution du champ électromagnétique	84
III.5 Conclusion	101
CHPITRE IV : EFFET DES MILIEUX GYRO-BIANISOTROPES SUR LES DIFFERENTS PARAMETRES D'UNE ANTENNE DIPOLE.	106
IV.1 Introduction.....	106
IV.2 Formulation analytique	106
IV.3 Évaluation du tenseur de Green	112
IV.4 Résultats numériques	117
IV.4.1 Validation	118
IV.4.2 Effet de l'achiral non réciproque ($\xi_{xy} = -\eta_{xy}$) sur l'impédance d'entrée et le couplage mutuel	119
IV.4.3 Effet de la chiralité réciproque ($\xi_{xy} = \eta_{xy}$) sur l'impédance d'entrée et la fréquence de résonance	121
IV.4.4 Effet du milieu Gyro-bianisotrope non réciproque ($\chi_{xy} = -\varsigma_{xy}$) sur l'impédance d'entrée et le couplage mutuel	125
IV.4.5 Effet du milieu Gyro-bianisotrope réciproque ($\chi_{xy} = \varsigma_{xy}$) sur l'impédance d'entrée et la fréquence de résonance.....	126
IV.4.6 Effet des éléments chiraux et Gyro-bianisotrope réciproques sur le couplage mutuel entre deux dipôles	130
IV.4.7 Effet de l'épaisseur du substrat sur le couplage mutuel.....	131

IV.4.8 Effet combiné des éléments réciproques chiraux et Gyro-bianisotrope sur l'impédance d'entrée et le couplage mutuel	133
IV.5 Conclusions.....	135
CHAPITRE V : IMPEDANCE D'ENTREE NEGATIVE ET COUPLAGE MUTUEL D'UNE ANTENNE DIPOLE IMPRIMEE SUR UN SUBSTRAT METAMATERIAU GYROTROPIQUE RECIPROQUE BIANISOTROPE .	
.....	139
V.1 Introduction.....	139
V.2 Formulation analytique	139
V.3 Méthodologie de solution	142
V.4 Résultats numériques	146
V.4.1 Impact des éléments magnéto-électriques χ_{xy} sur l'impédance d'entrée	146
V.4.2 Effet de l'élément magnétoélectrique χ_{xy} sur le couplage mutuel	157
V.5 Conclusion	161
CONCLUSION GENERALE.....	165
Annexe A.....	167
ملخص.....	169
Résumé	170
Abstract.....	171

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Avec l'avancement de la technologie et le développement de nouveaux systèmes de communication, il est devenu de plus en plus évident d'utiliser des structures planaires micro-ondes et optiques afin de relever le défi de la miniaturisation des dispositifs électroniques. Les caractéristiques et les particularités des antennes microruban incitent les chercheurs à les choisir pour les applications modernes de communication sans fil. Les caractéristiques attrayantes des antennes dipôles planaires, telles que leur simplicité, leur petite taille, leur faible coût, leur facilité de montage et d'intégration aux circuits intégrés monolithiques hyperfréquences, ont motivé leur conception et leur application dans de nombreuses technologies d'antennes et de réseaux d'antennes. Elles sont largement utilisées dans les applications sans fil modernes, telles que les systèmes Wi-Fi, GSM, GPS, RFID, ISM et les capteurs sans fil [1]-[6]. Des efforts supplémentaires doivent être déployés pour caractériser correctement ces composants électroniques en termes de taille ainsi qu'en termes de matériaux utilisés afin d'améliorer leurs performances globales. De plus, cette thèse sera une occasion importante en vue d'aider à éduquer la communauté des chercheurs sur la façon dont les matériaux complexes peuvent être étudiés, analysés et utilisés dans les applications d'antennes et de propagation, ceci constitue la motivation de l'objectif de notre recherche.

L'intérêt porté aux matériaux complexes a atteint un stade avancé dans le domaine des micro-ondes. Bien que les ingénieurs ont toujours été intéressés aux nouveaux effets électromagnétiques dans les matériaux, ces nouveaux matériaux ont attiré une attention particulière, ces dernières années, en raison de leurs propriétés spéciales. Dans cette classe de nouveaux matériaux exotiques [7-11], nous pouvons notamment citer les matériaux chiraux, non réciproques, non linéaires, gyrotropes et supraconducteurs, qui semblent tous avoir le potentiel pour des applications prometteuses dans l'ingénierie des micro-ondes et des ondes millimétriques, ainsi que dans les domaines infrarouge et optique.

Dans la conception des matériaux composites complexes pour des applications électromagnétiques, l'objectif est souvent de trouver la manière correcte de mélanger les phases des composants pour obtenir les paramètres macroscopiques électriques et magnétiques souhaités dans le mélange. Ayant maintenant ou bientôt accès à de nouveaux matériaux "non classiques", cette tâche est encore plus difficile. Lorsque l'on manipule ces matériaux, il faut être conscient du fait qu'il existe un couplage magnétoélectrique ou anisotrope au niveau moléculaire des matériaux. Cela se manifeste au niveau de la description phénoménologique dans les relations constitutives. Par conséquent, les lois de mélange pour les milieux hétérogènes deviennent plus imbriquées et complexes que dans la description classique des mélanges diélectriques. Parallèlement à cette tendance vers une description électromagnétique plus générale, la conception de nouveaux composites, par exemple les composites chiraux, doit également reposer sur des formules plus compliquées et interdépendantes que la conception des premiers diélectriques artificiels.

Comme présenté ci-dessus, une analyse précise des différents types d'effets des milieux complexes est nécessaire pour comprendre pleinement l'interaction de l'onde électromagnétique avec ce milieu. Pour la géométrie plane et stratifiée communément utilisée dans les applications de transmission et de rayonnement d'aujourd'hui, l'un des outils bien établis pour l'analyse des problèmes de propagation électromagnétique, de rayonnement et de diffusion est la méthode de la fonction de Green [12-15].

Dans ce contexte, nous avons choisi d'appliquer la méthode des moments (methods of moments (MoM) en anglais) dans le domaine spectral, l'une des méthodes générales les plus importantes pour résoudre les problèmes de champ électromagnétique. Une méthode numérique dédiée à l'analyse de la propagation du champ électromagnétique, basée sur la résolution numérique des systèmes d'équations linéaires, appliquée aux structures planaires telles que la plupart des structures d'antennes.

Cette thèse est scindée en cinq chapitres, organisés comme suit :

Dans le premier chapitre, la théorie de l'électromagnétisme est brièvement exposée décrivant l'interaction des champs électriques et magnétiques avec la matière à travers des phénomènes physiques se produisant dans les milieux de propagation. Les équations de Maxwell sont introduites et les différentes conditions aux limites électromagnétiques sont présentées entre deux milieux qui forment une interface dans la structure. Les milieux de propagation ont été classés, et les paramètres constitutifs qui relient les grandeurs électromagnétiques sont définis en fonction de ceux-ci. Enfin, une introduction aux structures planaires a été rapportée.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons en détail la méthode des moments dans le domaine spectral, l'une des méthodes générales les plus importantes pour résoudre les problèmes liés au champ électromagnétique. La première section décrira les principes mathématiques de base de cette méthode ainsi que les différentes étapes de développement. Ensuite, nous présentons l'application de la MoM à l'analyse des milieux planaires, en particulier des antennes microruban. Plusieurs concepts très importants sont introduits pour clarifier l'utilité et l'application de cette technique.

Le troisième chapitre expose l'analyse d'une antenne dipôle imprimée sur un substrat doté d'une anisotropie uniaxiale, en utilisant la MoM via la procédure Galerkin afin de déduire les expressions exactes des fonctions de Green dans le domaine de Fourier. Le travail se concentre sur l'étude des effets combinés de l'anisotropie électrique et magnétique uniaxiale sur l'impédance d'entrée, la longueur de résonance, la distribution du champ et le couplage mutuel entre les dipôles. De nouveaux résultats originaux sont discutés et comparés aux cas de natures plus simples disponibles dans la littérature. Les résultats originaux ont fait l'objet de deux publications dans des journaux de renommée internationale classe A.

Une étude analytique dédiée à l'étude des effets des éléments magnétoélectriques des substrats dotés d'une bi-anisotropie gyrotropique réciproques et non réciproques est décrite dans le quatrième chapitre. Cette étude examine l'effet du milieu sur l'impédance d'entrée, la longueur de résonance de l'antenne dipôle ainsi que sur le couplage mutuel entre deux composants d'un réseau de dipôles imprimés dans trois

géométries de configuration : large-côté, colinéaire et échelon. Les distributions des champs électriques et magnétiques sont également exposées. Les résultats originaux obtenus sont discutés. Ces derniers ont fait l'objet d'une publication dans un journal classe A et une autre est en cours de publication après avoir été acceptée.

Le cinquième chapitre porte sur la conception d'une antenne dipôle imprimée sur un substrat Gyrotropique bianisotrope qui n'a jamais été appliqué dans la conception d'antennes. Dans ce contexte, nous avons opté pour l'application de la MoM formulée dans le domaine spectral. Des résultats originaux sont obtenus et discutés avec les distributions des champs électriques et magnétiques associés pour une meilleure compréhension et interprétation. Des résultats intéressants ont été obtenus, et ont fait l'objet de deux publications dans deux journaux de catégorie A.

Une conclusion générale clôture ce travail de thèse.

REFERENCES

- [1] Ta, S. X., Choo, H., & Park, I. (2017). Broadband printed-dipole antenna and its arrays for 5G applications. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 16, 2183-2186.
- [2] Singh, R. K., Michel, A., Nepa, P., & Salvatore, A. (2020). Wearable dual-band quasi-Yagi antenna for UHF-RFID and 2.4 GHz applications. *IEEE Journal of Radio Frequency Identification*, 4(4), 420-427.
- [3] Yan, Y. D., Jiao, Y. C., & Zhang, C. (2021). Pattern and polarization reconfigurable circularly polarized antenna based on two pairs of planar complementary dipoles. *Microwave and Optical Technology Letters*, 63(3), 876-882.
- [4] Honglei, W., Kunde, Y., & Kun, Z. (2015). Performance of dipole antenna in underwater wireless sensor communication. *IEEE Sensors Journal*, 15(11), 6354-6359.
- [5] Gong, Q., Xiao, M., Luo, P., & Cui, Y. (2020). Dual-band horizontally/dual-polarized antennas for WiFi/WLAN/ISM applications. *Microwave and Optical Technology Letters*, 62(3), 1398-1408.
- [6] Pourbagher, M., Nourinia, J., & Ghobadi, C. (2020). Circularly polarized printed crossed-dipole antenna using branch-line feed network for GPS applications. *AEU-International Journal of Electronics and Communications*, 120, 153226.

- [7] Priou, A., Sihvola, A., Tretyakov, S., & Vinogradov, A. (Eds.). (2012). *Advances in complex electromagnetic materials* (Vol. 28). Springer Science & Business Media.
- [8] Zebiri, C., Lashab, M., & Benabdelaziz, F. (2013). Asymmetrical effects of bi-anisotropic substrate-superstrate sandwich structure on patch resonator. *Progress In Electromagnetics Research B*, 49, 319-337.
- [9] Lindell, I. V., & Viitanen, A. J. (1990). Green dyadic for the general bi-isotropic (nonreciprocal chiral) medium. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 92, 22636.
- [10] Lindell, I. V., & Viitanen, A. J. (1990). Duality transformations for general bi-isotropic (nonreciprocal chiral) media. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 92, 22782.
- [11] Tretyakov, S. A., Sihvola, A. H., Sochava, A. A., & Simovski, C. R. (1998). Magnetoelectric Interactions in Bi-Anisotropic Media. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 12(4), 481–497.
- [12] Dreher, A. (1995). A new approach to dyadic Green's function in spectral domain. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 43(11), 1297-1302.
- [13] Shuley, N. V., Boix, R. R., Medina, F., & Horno, M. (2002). On the fast approximation of Green's functions in MPIE formulations for planar layered media. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 50(9), 2185-2192.
- [14] Vegni, L., Cicchetti, R., & Capece, P. (1988). Spectral dyadic Green's function formulation for planar integrated structures. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 36(8), 1057-1065.
- [15] Park, I., Mittra, R., & Aksun, M. I. (1995). Numerically efficient analysis of planar microstrip configurations using closed-form Green's functions. *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 43(2), 394-400.

CHAPITRE I

NOTIONS DE BASE SUR L'ELECTROMAGNETISME
ET LES MILIEUX COMPLEXES

I.1 Introduction

L'électromagnétisme et la technologie des micro-ondes progressent ces dernières années à un rythme considérable. L'une des frontières franchies dans ce domaine, où des conquêtes majeures sont en cours, est celle des matériaux innovants. Les matériaux complexes ont, en effet, attiré l'attention de plusieurs groupes de recherche exerçant dans le domaine de l'électromagnétisme [1-4], des micro-ondes [5-6], des ondes millimétriques [7] et de l'optique [8]. La catégorie de ces milieux, à laquelle est parfois accolée l'étiquette "exotique", comprend plusieurs types de matériaux dont on peut dire qu'ils ont une chose en commun : la capacité de présenter un effet spécial lorsqu'ils sont excités par une onde électromagnétique. À titre d'exemple, nous citons les matériaux chiraux, non réciproques, non linéaires, gyrotropiques, anisotropes, etc..., qui promettent tous des applications innovatrices dans le domaine des micro-ondes [2, 3, 5, 6].

I.2 Equations de Maxwell

L'interaction des champs électriques et magnétiques avec la matière est déterminée par les phénomènes physiques qui se produisent dans les milieux. Toutefois, dans la description électromagnétique, ces effets sont réduits à de simples paramètres matériels qui expriment la magnitude de la réponse entre le champ d'excitation et la polarisation correspondante [4], ce qui est décrit par les équations de Maxwell. Ces équations, ainsi que l'équation d'onde qui en est dérivée, sont largement utilisées dans l'étude et la prédiction du comportement d'une structure physique qui soit stocke de l'énergie électromagnétique, soit supporte une onde électromagnétique en propagation. Cependant, pour savoir comment les champs électriques et magnétiques varient dans la structure, il faut résoudre l'équation d'onde soumise à un ensemble de conditions aux limites électromagnétiques, qui sont valables partout où deux milieux dissemblables forment une interface dans la structure. Ces conditions aux limites peuvent être dérivées des équations de Maxwell exprimées sous leur forme intégrale.

Les équations de Maxwell sont un ensemble de quatre équations différentielles partielles qui, avec la loi de la force de Lorentz, constituent le fondement de l'électrodynamique classique, de l'optique classique et des circuits électriques. Nommées d'après l'éminent physicien James Clerk Maxwell, ces équations décrivent la création et la propagation des champs électriques et magnétiques. Fondamentalement, elles décrivent comment les charges et les courants électriques créent des champs électriques et magnétiques, et comment ils s'influencent mutuellement.

Les équations de Maxwell peuvent être divisées en deux grands sous-ensembles. Les deux premières, la loi de Gauss et la loi de Gauss pour le magnétisme, décrivent comment les champs électrique et magnétique découlent des charges et des aimants, respectivement. Les deux autres, la loi de Faraday et la loi d'Ampère avec la correction de Maxwell, décrivent comment les champs électriques et magnétiques induits circulent autour de leurs sources respectives. Chacune des équations de Maxwell peut être examinée du point de vue "microscopique", qui concerne de la charge totale et du courant total, et de l'ensemble "macroscopique", qui définit deux nouveaux champs auxiliaires permettant d'effectuer des calculs sans connaître les données microscopiques comme les charges au niveau atomique.

I.2.1 Loi de Gauss [9][10]

La loi de Gauss établit un lien entre un champ électrique et les charges qui le créent. Le champ $\vec{E}$ pointe vers les charges négatives et s'éloigne des charges positives (Fig. 1), et du point de vue microscopique, il est lié à la densité de charge (ρ) et à la permittivité du vide (ϵ_0) comme suit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \tag{I.1}$$

La loi de Gauss stipule essentiellement qu'une quantité nette de charge contenue dans une région de l'espace génère un champ électrique qui émane de la surface qui entoure cette région.

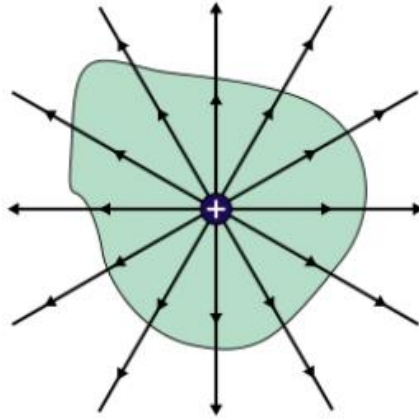


Figure I.1 : Champ électrique créé par une charge positive contenue dans une région de l'espace.

I.2.2 Loi de Gauss pour le magnétisme

La loi de Gauss sur le magnétisme stipule qu'il n'existe pas de "charges magnétiques" semblables aux charges électriques, et que les champs magnétiques sont plutôt générés par des dipôles magnétiques. Ces dipôles peuvent être représentés comme des boucles de courant, mais à bien des égards, ils ressemblent à des "charges magnétiques" positives et négatives qui sont inséparables.

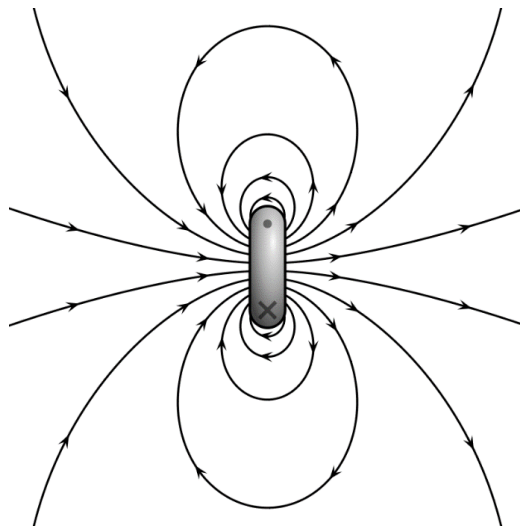


Figure I.2 : Lignes de champ causées par un dipôle magnétique.

Les lignes de champ magnétique créent des boucles telles que toutes les lignes de champ qui entrent dans un objet le quittent à un point donné. Ainsi, le flux magnétique

total à travers une surface entourant un dipôle magnétique est toujours nul. La formule différentielle de la loi de Gauss pour le magnétisme est la suivante [9][10] :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (I.2)$$

I.2.3 Loi de Faraday [9][10]

La loi de Faraday décrit comment un champ magnétique (ou flux) variable dans le temps induit un champ électrique. Le principe de ce phénomène est utilisé dans de nombreux générateurs électriques. Les équations différentielles macroscopiques, elles relient le champ électrique ($\vec{E}$) à la dérivée partielle dans le temps du champ magnétique (B) :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (I.3)$$

I.2.4 Loi d'Ampère [9][10]

La loi d'Ampère stipulait à l'origine que le champ magnétique pouvait être créé par un courant électrique. Maxwell a ajouté une deuxième source de champs magnétiques dans sa correction : un champ électrique (ou flux) alternatif, qui induirait un champ magnétique même en l'absence de courant électrique. Il a nommé ce champ électrique variable « courant de déplacement ». La correction de Maxwell montre que les ondes électromagnétiques auto-entretenues peuvent se propager dans l'espace vide même en l'absence de charges ou de courants en mouvement. La composante du champ électrique et celle du champ magnétique variant continuellement et se perpétuant l'une l'autre. Ceci est illustré sur la Fig. 3.

L'approche microscopique de la loi d'Ampère corrigée par Maxwell relie le champ magnétique ($\vec{B}$) à la densité de courant $\vec{J}$ (le courant est exprimé par unité de surface de section transversale) et à la dérivée partielle dans le temps du champ électrique $\vec{E}$:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (I.4)$$

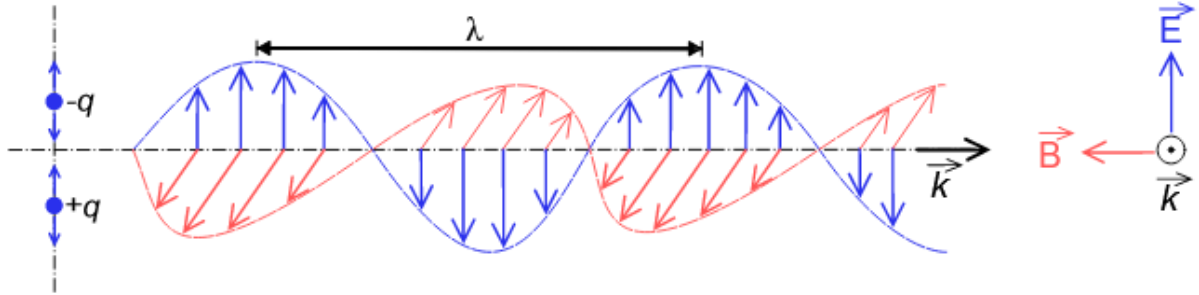


Figure I.3 : Onde électromagnétique : le champ électrique est indiqué en bleu, le champ magnétique en rouge, et l'onde se propage dans la direction du vecteur d'onde $\vec{k}$.

I.3 Conditions aux limites [11-14]

Les conditions aux limites sont essentielles dans la résolution d'un problème d'onde électromagnétique. Lorsqu'une onde électromagnétique fait interface entre deux milieux, une partie de l'énergie électromagnétique est transmise et une autre partie est réfléchiée. Les conditions aux limites des champs électriques et magnétiques peuvent être utilisées pour déterminer la direction et les intensités des ondes incidentes, transmises et réfléchiées. La solution du problème peut être obtenue en résolvant les équations de Maxwell dans les deux milieux séparément. Dans les problèmes d'ondes électromagnétiques impliquant deux milieux, les conditions aux limites pour les composantes tangentielles et normales du champ électromagnétique sont appliquées pour contraindre les solutions.

I.3.1 Conditions aux limites pour les composantes perpendiculaires du champ

Les conditions aux limites régissant les composantes perpendiculaires de $\vec{E}$ et $\vec{B}$ découlent des formes intégrales des lois de Gauss :

$$\iint_S \vec{D} \cdot \hat{n} ds = \iiint_V \rho dV \quad (I.5)$$

$$\iint_S \vec{B} \cdot \hat{n} ds = 0 \quad (I.6)$$

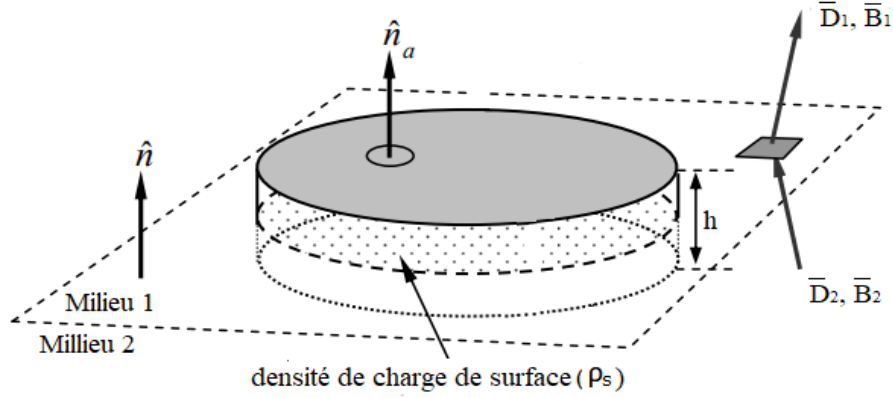


Figure I.4 : Les conditions aux limites à l'interface entre deux milieux pour les composantes du champ perpendiculaires.

Nous pouvons intégrer ces équations sur la surface S et le volume V du cylindre infinitésimal illustré par la Fig. I.4. Le cylindre est parallèle à la surface et la chevauche, la moitié étant de chaque côté de la frontière. En commençant par la condition aux limites pour la composante perpendiculaire $\vec{D} \perp$, nous intégrons la loi de Gauss, exprimée par l'équation I.5, sur le cylindre afin d'obtenir l'expression suivante :

$$\iint_S \vec{D} \cdot \hat{n}_a ds = (D_{1\perp} - D_{2\perp})S = \iiint_V \rho dV = \rho_s \cdot S \quad (I.7)$$

Où ρ_s est la densité de charge de surface [$C \cdot m^{-2}$], qui distingue de la densité de charge de volume ρ [$C \cdot m^{-3}$].

Dans le cas limite où la hauteur du cylindre tend vers zéro ($h \rightarrow 0$). Équation I.7, s'écrit comme suit :

$$\hat{n} \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho_s \quad (I.8)$$

Où $\hat{n}$ est vecteur unitaire normal. Ainsi, la composante perpendiculaire du vecteur de l'induction électrique $\vec{D}$ change de valeur à une interface en fonction de la densité de charge de surface ρ_s .

Les lois de Gauss étant les mêmes pour les champs électriques et magnétiques, sauf qu'il n'y a pas de charges magnétiques. La même analyse pour l'induction magnétique $\vec{B}$ dans l'équation (I.6) donne une condition aux limites similaire :

$$\hat{n} \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = 0 \quad (\text{I.9})$$

Ainsi, la composante perpendiculaire de $\vec{B}$ doit être continue à travers toute frontière.

I.3.2 Conditions aux limites pour les composantes parallèles du champ

Les conditions aux limites régissant les composantes parallèles des champs $\vec{E}$ et de $\vec{H}$ découlent des lois de Faraday et d'Ampère :

$$\oint_c \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_s \vec{B} \cdot \hat{n} ds \quad (\text{I.10})$$

$$\oint_c \vec{H} \cdot d\vec{s} = \iint_s \left[\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right] \cdot \hat{n} ds \quad (\text{I.11})$$

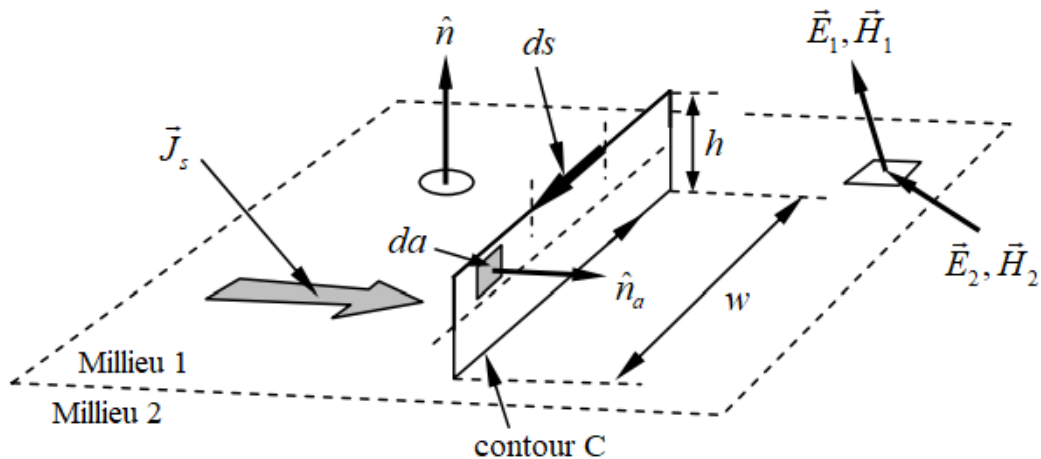


Figure I.5 : Les conditions aux limites à l'interface entre deux milieux pour les composantes parallèles du champ.

Nous pouvons intégrer ces équations autour du contour rectangulaire allongé C qui chevauche la frontière, comme illustré par la Fig. I.5. Nous supposons que la hauteur totale h du rectangle est bien inférieure à sa longueur w , et entourons C dans un sens droit par rapport à la normale à la surface $\hat{n}_a$.

En commençant par la loi de Faraday, (I.10), nous trouvons :

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{s} \cong (\vec{E}_{1//} - \vec{E}_{2//})w = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_S \vec{B} \cdot \hat{n}_a da \rightarrow 0 \quad (I.12)$$

Où l'intégrale de $\vec{B}$ sur la surface A s'approche de zéro dans la limite où h s'approche aussi de zéro ; il ne peut y avoir d'impulsions dans $\vec{B}$. Comme $w \neq 0$, il résulte de (I.12) que $(\vec{E}_{1//} - \vec{E}_{2//}) = 0$, ou plus généralement :

$$\hat{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0 \quad (I.13)$$

Ainsi, la composante parallèle du champ électrique $\vec{E}$ doit être continue à travers toute limite.

Une intégration similaire de la loi d'Ampère (I.11), en supposant que le contour C est choisi pour se situer dans un plan perpendiculaire au courant de surface $\vec{J}_s$, est parcouru dans le sens droit, donne :

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{s} = (\vec{H}_{1//} - \vec{H}_{2//})w = \iint_S \left[\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right] \cdot \hat{n}_a da, \text{ où } \iint_S \vec{J} \cdot \hat{n}_a da = \vec{J}_s w \quad (I.14)$$

On remarque que l'intégrale de $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ s'approche de zéro lorsque $h \rightarrow 0$, contrairement au cas de l'intégrale sur le courant de surface $\vec{J}_s$, qui occupe une couche superficielle mince par rapport à h . Ainsi $(\vec{H}_{1//} - \vec{H}_{2//}) = \vec{J}_s$, ou plus généralement :

$$\hat{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{J}_s \quad (I.15)$$

où $\hat{n}$ est défini comme pointant du milieu 2 vers le milieu 1. Si le milieu est non conducteur, $\vec{J}_s = 0$.

I.3.3 Conditions aux limites adjacentes aux conducteurs parfaits

Les quatre conditions aux limites (I.8), (I.9), (I.13) et (I.15) sont simplifiées lorsqu'un milieu est un conducteur parfait ($\sigma = \infty$) étant donné que les champs électrique et magnétique doivent être nuls à l'intérieur de celui-ci. Le champ électrique est nul car sinon il produirait un énorme courant ($\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E}$) de manière à redistribuer les charges et à neutraliser ce $\vec{E}$ presque instantanément. On peut également montrer facilement que $\vec{B}$ est nul à l'intérieur des conducteurs parfaits. La loi de Faraday stipule que $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ donc si $\vec{E} = 0$, alors $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$.

Les conditions aux limites pour les conducteurs parfaits sont également pertinentes pour les conducteurs normaux car la plupart des métaux ont une conductivité σ suffisante pour permettre à $\vec{J}$ et ρ_s d'annuler le champ électrique incident, mais pas instantanément. Les quatre conditions aux limites pour les champs adjacents aux conducteurs parfaits sont présentées ci-dessous :

$$\hat{n} \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = 0 \quad (I.16)$$

$$\hat{n} \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho_s \quad (I.17)$$

$$\hat{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0 \quad (I.18)$$

$$\hat{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{J}_s \quad (I.19)$$

Ces quatre conditions aux limites stipulent que les champs magnétiques ne peuvent être que parallèles aux conducteurs parfaits, tandis que les champs électriques ne peuvent être que perpendiculaires. De plus, les champs magnétiques sont toujours associés à des courants de surface circulant dans une direction orthogonale. Ces courants ont une valeur numérique égale à $\vec{H}$. Les champs électriques perpendiculaires sont toujours associés à une charge de surface ρ_s numériquement égale à $\vec{D}$. Le signe de σ est positif lorsque $\vec{D}$ s'éloigne du conducteur.

I.4 Ondes électromagnétiques [15][16]

Le rayonnement électromagnétique est une forme d'énergie émise par des particules chargées en mouvement. Lorsqu'il se déplace dans l'espace, il se comporte comme une onde et possède une composante de champ électrique oscillant et un champ magnétique oscillants. Ces ondes oscillent perpendiculairement et en phase l'une avec l'autre.

La création des ondes électromagnétiques commence par une particule chargée. Cette particule chargée crée un champ électrique (qui peut exercer une force sur d'autres particules chargées proches). Lorsqu'elle accélère, dans le cadre d'un mouvement oscillatoire, la particule chargée crée des ondulations, ou oscillations, dans son champ électrique et produit également un champ magnétique (comme le prévoient les équations de Maxwell). Une fois en mouvement, les champs électriques et magnétiques créés par une particule chargée s'auto-entretiennent en fonction du temps et les variations d'un champ produisent l'autre. Cela signifie qu'un champ électrique qui oscille en fonction du temps produit un champ magnétique, et qu'un champ magnétique qui change en fonction du temps produit un champ électrique. Les champs électrique et magnétique d'une onde électromagnétique fluctuent dans le temps, l'un provoquant la modification de l'autre.

Les ondes électromagnétiques sont omniprésentes dans la nature (comme exemple la lumière) et sont utilisées dans la technologie moderne telle que : la radio AM et FM, téléphonie sans fil et cellulaires, ouvreurs de portes de garage, réseaux sans fil, radars, fours à micro-ondes, etc. Ces appareils et bien d'autres encore utilisent des ondes électromagnétiques pour transmettre des données et des signaux.

I.4.1 Propagation dans l'espace libre

L'une des équations les plus fondamentales de l'électromagnétisme est l'équation d'ondes, qui montre que toutes les ondes se déplacent à une seule vitesse, celle de la lumière. Dans cette section, cette équation est dérivée des deux lois, celles d'Ampère et de Faraday. On suppose qu'on est dans une région sans aucune source et qu'aucune

charge ou courant ne circule. On détermine comment les champs électriques et magnétiques se propagent dans cette région.

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (I.20)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \vec{\nabla} \times \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (I.21)$$

Les équations (I.20) et (I.21) se simplifient à :

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - (\nabla^2 \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \quad (I.22)$$

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - (\nabla^2 \vec{B}) = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \quad (I.23)$$

En utilisant les deux premières équations de Maxwell, on obtient l'équation d'onde comme suit :

$$\nabla^2 \vec{E} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (I.24)$$

$$\nabla^2 \vec{B} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (I.25)$$

Les équations (I.24) et (I.25) sont connues sous le nom de l'équation d'onde des champs électrique et magnétique, respectivement. Il s'agit en fait de trois équations, puisque nous avons une composante selon x, y et z pour chaque champ.

Les solutions les plus simples aux équations différentielles (I.24) et (I.25) sont des fonctions d'onde sinusoïdales, avec la supposition que le champ électromagnétique se déplace uniquement dans la direction ox :

$$E(x, t) = E_0 \cos(\kappa x - \omega t) \quad (I.26)$$

$$B(x, t) = B_0 \cos(\kappa x - \omega t) \quad (I.27)$$

où $\kappa = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde, $\omega = 2\pi f$ est la fréquence angulaire, λ est la longueur d'onde, f est la fréquence.

I.4.2 Propagation guidée [17]

Un guide d'ondes est une région dotée d'une frontière conductrice à l'intérieur de laquelle les ondes électromagnétiques sont amenées à se propager. Dans cette région confinée, les conditions aux limites créent des contraintes sur les champs d'ondes. On suppose que les parois sont des conducteurs parfaits. Si elles ne le sont pas, les courants circulant dans les parois entraînent une perte d'énergie.

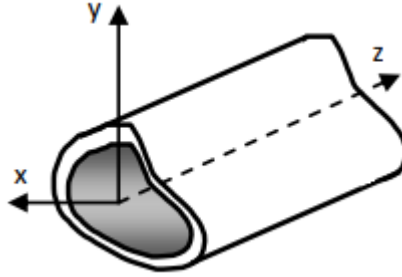


Figure I.6 : Structure de guidage à section arbitraire.

Les coordonnées cylindriques sont supposées appliquées. Le long du guide z qui est considéré comme la direction de la propagation. Les coordonnées transversales seront choisies en fonction de la forme de la section transversale du guide (cartésiennes pour un guide rectangulaire et polaires pour un guide circulaire).

En prenant la loi de Faraday, et en insérant $(\vec{\nabla} \times \vec{B})$, on obtient :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left(J + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \quad (\text{I.28})$$

De même on a :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla} \left(\frac{\rho}{\epsilon} \right) - (\nabla^2 \vec{E}) \quad (\text{I.29})$$

ce qui permet d'écrire l'égalité suivante :

$$\nabla^2 \vec{E} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla}(\rho) + \mu \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad (I.30)$$

et de même, l'équation de propagation du champ magnétique donnée par

$$\nabla^2 \vec{H} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = -\nabla \times \vec{J} \quad (I.31)$$

Dans le cas où le milieu de propagation est un diélectrique non absorbant ne contenant ni courant de conduction ni densité de charge, les équations de propagation s'écrivent sous la forme générale suivante :

$$\nabla^2 \vec{\phi} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{\phi}}{\partial t^2} = 0 \quad (I.32)$$

où ϕ est un champ de vecteurs représentant le champ électrique ou le champ magnétique. Les solutions qui prennent la forme d'ondes se propageant dans la direction z sont ainsi dérivées comme suit :

$$\vec{\phi}(v, u, z, t) = \vec{\phi}(v, u) e^{(j\alpha x - \gamma z)} \quad (I.33)$$

Où

$$\gamma = \alpha + j\beta$$

γ : est le coefficient de propagation.

z, t : représentent la direction de propagation et le temps.

v, u : sont des variables relatives au système de coordonnées utilisé.

I.5 Milieux anisotropes

Les anisotropies diélectriques et magnétiques existent souvent dans de nombreux matériaux utilisés comme substrat dans la conception des circuits intégrés micro-ondes

et des antennes planaires imprimés [18]. Deux types différents d'anisotropies sont généralement utilisés : les anisotropies réciproques et non réciproques. Le saphir et le nitrure de bore sont dotés d'une anisotropie uniaxiale [19][20], tandis que le PTFE et le verre sont dotés d'une anisotropie biaxiale [21-23]. Les propriétés uniaxiales et biaxiales appartiennent toutes deux aux anisotropies réciproques. Certains de ces effets anisotropes réciproques sont involontaires et se produisent naturellement dans le matériau, tandis que d'autres sont introduits au cours du processus de fabrication. Les effets anisotropes non réciproques (magnétiques ou diélectriques) sont généralement introduits en appliquant un champ magnétique externe à la ferrite, au plasma ou aux semi-conducteurs.

Outre les matériaux anisotropes présentés ci-dessus, les progrès récents de la technologie des matériaux permettent de produire et de contrôler des matériaux ayant une propriété anisotrope qui n'existe pas dans la nature. Ce que l'on appelle le métamatériau suscite de plus en plus d'intérêt en raison de ses nouvelles propriétés. De nombreuses recherches ont été menées sur les applications aux antennes, à la miniaturisation des guides d'ondes [24-25] et aux lignes de transmission [26]. En particulier, la gyrotropie, introduite par les matériaux artificiels, a commencé à attirer l'attention comme candidat potentiel pour des applications dans les dispositifs micro-ondes et optoélectroniques [27-30].

Comme présenté ci-dessus, un effet anisotrope se produit naturellement ou est introduit volontairement pour des applications spécifiques. Dans les deux cas, une analyse précise des différents types d'effets anisotropies est nécessaire pour bien comprendre l'interaction de l'onde électromagnétique avec le milieu anisotrope. Pour la géométrie plane en couches couramment utilisée dans les applications actuelles de transmission et de rayonnement, l'un des outils bien établis pour l'analyse des problèmes de propagation, de rayonnement et de diffusion électromagnétiques est la méthode de la fonction de Green [31].

I.5.1 Relations constitutives

Un milieu est considéré comme anisotrope lorsque ses propriétés électriques et/ou magnétiques dépendent des directions des vecteurs de champ. Les relations entre les champs peuvent être écrites sous la forme suivante :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \bar{\varepsilon} \vec{E} \quad (\text{I.34})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \bar{\mu} \vec{H} \quad (\text{I.35})$$

Dans les équations (I.34) et (I.35), ε_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité de l'espace libre, tandis que $\bar{\varepsilon}$ et $\bar{\mu}$ sont les tenseurs de permittivité et de perméabilité relatives. Pour un milieu doté d'une anisotropie de forme générale, les tenseurs de permittivité et de perméabilité sont de la forme pleine suivante :

$$\bar{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{I.36})$$

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{I.37})$$

Un pas important dans la distinction entre milieux anisotropes vient par le fractionnement du paramètre $(\bar{X})$ dyadique constitutive $(\bar{X} = \bar{\varepsilon}, \bar{\mu})$ en deux parties symétriques et antisymétriques [32], [33]. Ceci est illustré par l'équation suivante :

$$\bar{X} = \begin{bmatrix} X_{xx} & X_{xy} & X_{xz} \\ X_{yx} & X_{yy} & X_{yz} \\ X_{zx} & X_{zy} & X_{zz} \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} X_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & X_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & X_{zz} \end{bmatrix}}_{\text{symétrique} \rightarrow \text{anisotrope (uniaxial, biaxial)}} + \underbrace{\begin{bmatrix} 0 & X_{xy} & X_{xz} \\ X_{yx} & 0 & X_{yz} \\ X_{zx} & X_{zy} & 0 \end{bmatrix}}_{\text{antisymétrique} \rightarrow \text{anisotropie gyrotropique}} \quad (\text{I.38})$$

Pour les milieux réciproques tels que les milieux uniaxiaux (I.39) et biaxiaux (I.40), $\bar{\varepsilon}$ et $\bar{\mu}$ sont des matrices diagonales symétriques. Dans le système de

coordonnées principales, seuls les éléments diagonaux sont différents de zéro. Pour les milieux non réciproques, tels que les milieux gyroélectriques et gyromagnétiques, les matrices pour $\bar{\varepsilon}$ et $\bar{\mu}$ sont antisymétriques. Même dans le système de coordonnées principales, les éléments non-diagonaux des matrices de permittivité et de perméabilité ne sont pas nuls et sont des conjugués complexes l'un par rapport à l'autre pour les milieux sans perte.

$$\bar{X} = \underbrace{\begin{bmatrix} X_x & 0 & 0 \\ 0 & X_x & 0 \\ 0 & 0 & X_z \end{bmatrix}}_{\text{symétrique} \rightarrow \text{anisotrope uniaxial}} \quad (\text{I.39})$$

$$\bar{X} = \underbrace{\begin{bmatrix} X_x & 0 & 0 \\ 0 & X_y & 0 \\ 0 & 0 & X_z \end{bmatrix}}_{\text{symétrique} \rightarrow \text{anisotrope biaxial}} \quad (\text{I.40})$$

I.6 Milieu bi-isotrope

En physique, en ingénierie et en science des matériaux, les matériaux bi-isotropes ont la propriété optique particulière de pouvoir faire tourner la polarisation de la lumière en réfraction ou en transmission [34]. Cela ne signifie pas que tous les matériaux présentant un effet de torsion appartiennent à la classe des matériaux bi-isotropes. L'effet de torsion de la classe des matériaux bi-isotropes est dû à la chiralité et à la non-réciprocité de la structure des milieux, dans lesquels le champ électrique et le champ magnétique d'une onde électromagnétique (ou simplement de la lumière) interagissent de manière inhabituelle.

Au début du mois de février 1993, l'Université de technologie d'Helsinki a organisé un atelier sur les nouveaux matériaux micro-ondes. Bi-isotrope était le nom de l'atelier qui a attiré 17 participants de six pays. Les discussions devaient porter sur la théorie et les applications des matériaux bi-isotropes en électromagnétique et en ingénierie des micro-ondes [35]. Les milieux bi-isotropes constituent un sous-groupe de ces nouveaux matériaux. Ils sont isotropes, c'est-à-dire qu'ils se comportent de

manière similaire quelle que soit la direction du vecteur de champ électrique ou magnétique. Mais ils sont bi-isotropes, c'est-à-dire qu'il y a une polarisation magnétique induite électriquement et vice versa. On peut diviser les matériaux bi-isotropes en cinq groupes [35] :

- Les milieux diélectriques constitués au niveau microscopique d'entités électriquement polarisables qui sont induits par le champ électrique.
- Les milieux magnétiques, présentant analogiquement une polarisation magnétique due à un champ magnétique externe.
- Les milieux chiraux réciproques qui, en raison de leur gaucherie ou droitisation inhérente, présentent une densité de moment dipolaire magnétique et vice-versa. Ils sont également appelés milieux de Pasteur.
- Les milieux non réciproques, où l'effet magnétoélectrique est co-phasique contrairement aux milieux chiraux. On les appelle aussi milieux de Tellegen.
- Les milieux caractérisés par une combinaison quelconque de ces quatre effets.

I.6.1 Relations constitutives

Les relations constitutives, nécessaires pour décrire complètement les milieux bi-isotropes généraux, nécessitent quatre paramètres scalaires du matériau. Il existe différentes équations constitutives en raison des diverses possibilités de lier les quantités de champ et de flux électriques ($\vec{E}$ et $\vec{D}$) et magnétiques ($\vec{H}$ et $\vec{B}$). Ces relations ont été données pour la première fois par Lindell et Sihvola. Les équations constitutives s'écrivent comme suit [36-40] :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + (\chi - j\kappa) \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{H} \quad (\text{I.41})$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} + (\chi + j\kappa) \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{E} \quad (\text{I.42})$$

Ces relations constitutives, qui donnent l'effet des champs électrique ($\vec{E}$) et magnétique ($\vec{H}$) sur les densités de flux électrique ($\vec{D}$) et magnétique ($\vec{B}$), peuvent être considérées comme isotropes, car les coefficients qui représentent la relation linéaire entre eux sont des scalaires. Ces paramètres, en plus de la permittivité ε et de

la perméabilité μ du matériau, décrivent le couplage magnétoélectrique. Le degré de chiralité est contenu dans κ , un paramètre sans dimension, et χ est le paramètre de Tellegen (également sans dimension) mesurant la non-réciprocité de ce matériau bi-isotrope général (décrit par les équations (I.41) et (I.42)). Pour $\chi = 0$, le milieu est chiral (réciproque), et il peut aussi être appelé milieu de Pasteur. Le cas où la chiralité disparaît ($\kappa = 0$), le milieu est considéré comme non réciproque, qui peut être appelé milieu de Tellegen parce que la forme des relations constitutives que *Tellegen* a proposé pour la première fois pour un milieu non réciproque était de la forme de (I.41) et (I.42) avec $\kappa = 0$. Cette classification peut être simplifiée par le tableau suivant [36][41] :

Tableau (I.1) : Classification des milieux bi-isotropes.

	Non-Chiral $\kappa = 0$	Chiral $\kappa \neq 0$
Réciproque $\chi = 0$	Milieu isotrope simple	Milieu Pasteur (chiral)
Non-réciproque $\chi \neq 0$	Milieu Tellegen	Milieu bi-isotrope général

I.7 Milieu bi-anisotrope

Les milieux bianisotropes qui ont reçu le plus d'attention dans l'histoire de la théorie électromagnétique sont les milieux en mouvement [40]. Presque tout milieu, lorsqu'il est en mouvement, est un milieu bianisotrope. Une quantité énorme de recherches a été effectuée dans le domaine de l'électrodynamique des milieux en mouvement [40-43]. Les problèmes de valeurs limites impliquant la propagation et le rayonnement des ondes électromagnétiques dans les milieux en mouvement uniforme ont été étudiés de manière approfondie [44-47].

La bianisotropie est la généralisation naturelle de l'anisotropie. Dans la description électromagnétique d'un milieu bianisotrope, $\vec{D}$ et $\vec{H}$ sont couplés de manière anisotrope à $\vec{E}$ et $\vec{B}$. Par conséquent, en général, un milieu linéaire bianisotrope est caractérisé avec quatre dyades tensorielles constitutives 3×3. En

dehors des scénarios relativistes, les effets bianisotropes sont observés à de basses fréquences et températures dans une multitude de minéraux naturels (O'Dell [1970], Schmid [2003]) [48][49]. En outre, le phénomène de la bianisotropie semble appelé à jouer un rôle de plus en plus important dans les domaines en plein essor liés aux milieux composites complexes. En particulier, les milieux bianisotropes peuvent être facilement conceptualisés par le processus d'homogénéisation d'un composite de deux ou plusieurs milieux constitutifs. Comme il n'existe pas d'analogues naturels de ces milieux dans les micro-ondes, on suppose que la réalisation de matériaux bianisotropes pourrait être possible sous forme de structures artificielles qui présentent de nouvelles propriétés électromagnétiques. Dans ce contexte, les matériaux bianisotropes artificiels en micro-ondes présentent également des "propriétés métamatérielles".

I.7.1 Relations constitutives

Les milieux linéaires, homogènes et non diffusifs les plus généraux répondent à l'excitation électromagnétique selon les relations constitutives bianisotropes suivantes [50-52] :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \bar{\varepsilon} \vec{E} + \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \bar{\zeta} \vec{H} \quad (\text{I.43})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \bar{\mu} \vec{H} + \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \bar{\eta} \vec{E} \quad (\text{I.44})$$

et, en redéfinissant les coefficients de couplage magnéto-électrique

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \bar{\varepsilon} \vec{E} + (\bar{\chi} + j \bar{\eta}) \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{H} \quad (\text{I.45})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \bar{\mu} \vec{H} + (\bar{\zeta} + j \bar{\xi}) \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{E} \quad (\text{I.46})$$

Les milieux bianisotropes ont une forme plus générale que les milieux anisotropes en raison du fait que le couplage magnétoélectrique est présent. Sur la base de la forme des dyadiques de couplage mutuel (χ , η , ξ et ς) dans les deux équations (I.45) et (I.46), différents cas particuliers canoniques de milieux bianisotropes

apparaissent où le nombre de paramètres est réduit par rapport aux 36 paramètres initiaux. La classification la plus typique est basée sur le fait que l'effet bianisotrope est réciproque ou non et s'il est symétrique ou asymétrique. Maintenant, quatre types différents de phénomènes de couplage bianisotrope peuvent être distingués en fonction de la réciprocité/non réciprocité du phénomène et de la symétrie/asymétrie de la dyadique de couplage bianisotrope : couplage chirale, oméga, Tellegen et milieu mobile. La classification de ces différents types est présentée dans le tableau 2.1 [50-52].

Tableau (I.2) : Classification des milieux bianisotropes.

	Réciproque $\eta = -\xi \neq 0, \chi = \varsigma = 0$	Non- Réciproque $\eta = \xi = 0, \chi = \varsigma \neq 0$
Symétrique	Milieu <i>chiral</i>	Milieu <i>Tellegen</i>
Non- Symétrique	Milieu <i>Omega</i>	Milieu <i>en mouvement</i>

I.8 Milieu chirale

Au cours des dernières années, l'attention portée à l'étude de la propagation électromagnétique dans les milieux bi-isotrope et bi-anisotrope s'est considérablement accrue. Cet intérêt croissant est suscité par les applications potentielles du matériau chirale ainsi que par son importance théorique et académique [53][54]. Comme on le sait, un objet chirale est un objet qui ne peut être mis en congruence avec son image miroir par translation ou rotation [53] (figure (I.7a)). Un ensemble d'objets de ce type est alors caractérisé par la présence de droitiers ou de gauchers (figure (I.7b)) et, par conséquent, la chiralité signifie l'absence de symétrie bilatérale.

Les propriétés les plus remarquables des milieux chiraux concernant la propagation des champs électromagnétiques seraient leur capacité soit à faire tourner le plan de polarisation d'une onde électromagnétique, soit à pratiquer le dichroïsme circulaire [54].

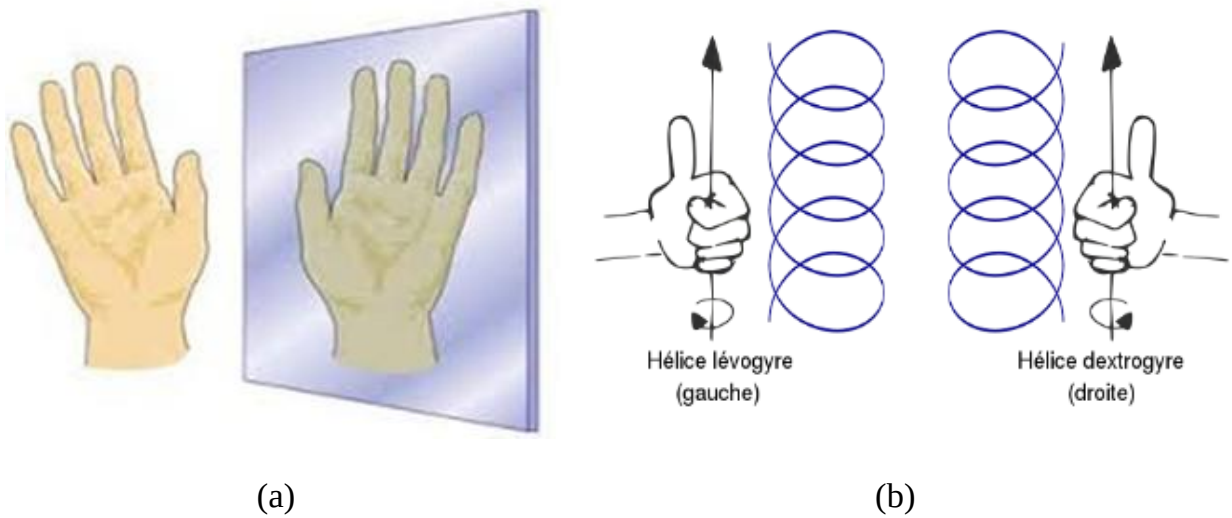


Figure I.7 : Objets chiraux, par définition.

Bien qu'il n'existe pas aujourd'hui de milieux naturels connus présentant des propriétés chirales aux micro-ondes et aux fréquences millimétriques, les progrès de la science des polymères devraient rendre ces milieux d'usage courant dans les technologies futures (actuellement, ces milieux sont fabriqués en incorporant des polymères à structure chirale dans un milieu diélectrique hôte) [53], [55]. Dans ce cas, un grand nombre des dispositifs proposés dont les performances dépendent des propriétés chirales des milieux pourraient être construits [55-57].

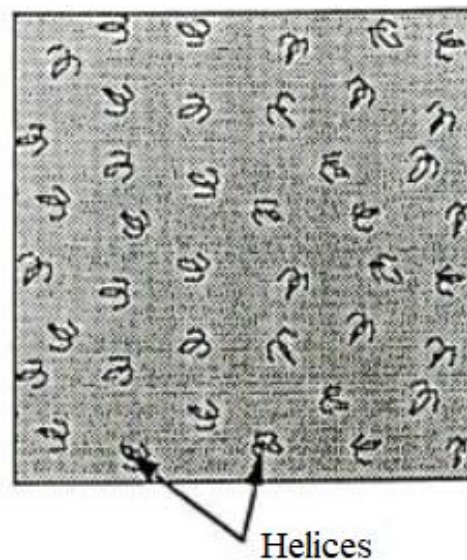


Figure I.8 : Milieux chiraux, par expérience de Lindman et Pickering.

Lindman [58] en 1920 et Pickering [59] en 1945 étudièrent notamment l'interaction d'une onde électromagnétique avec un ensemble d'hélices métalliques de même forme réparties aléatoirement. Ils observèrent alors une rotation du plan de polarisation de l'onde électromagnétique après interaction avec les hélices (Figure I-8).

I.8.1 Relations constitutives

Les relations constitutives nécessaires pour décrire complètement les milieux chiraux sont donnés par les deux équations suivantes [60] :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} - j\bar{\kappa} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{H} \quad (\text{I.35})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + j\bar{\kappa} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{E} \quad (\text{I.36})$$

I.9 Milieu Tellegen

Prenons un milieu fluide dans lequel des dipôles électriques permanents et orientables existent en abondance. Incorporons de petites particules ferromagnétiques ayant des moments dipolaires magnétiques permanents et en veillant à ce que chaque moment dipolaire électrique s'associe à un moment dipolaire magnétique parallèle. Bien agiter pour obtenir une suspension homogène et isotrope. C'est la description que *Tellegen* [1948] a donnée pour le milieu dit « Tellegen » (figure I.9) [61], après avoir conceptualisé le gyrateur. Les développements scientifiques devraient rendre ces milieux populaires dans les technologies futures et des efforts sont actuellement déployés pour fabriquer ces milieux.

Le milieu Tellegen n'a pas été observé dans la nature. Cependant, il n'est pas facile de le réaliser expérimentalement puisque l'effet est dû aux mouvements mécaniques des inclusions.

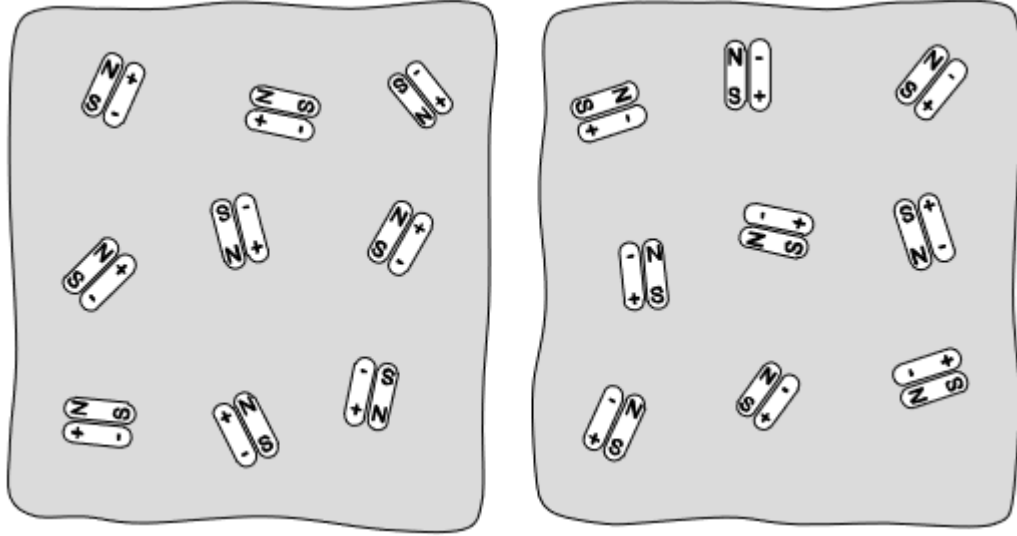


Figure I.9 : Milieu Tellegen comme un mélange de particules ayant des moments dipolaires électriques et magnétiques fixes.

I.9.1 Relations constitutives

Les relations constitutives nécessaires pour décrire complètement les milieux Tellegen [62] :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{\varepsilon} \vec{E} + \bar{\chi} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{H} \quad (\text{I.37})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \bar{\mu} \vec{H} + \bar{\chi} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{E} \quad (\text{I.38})$$

I.10 Conditions de réciprocité et non réciprocité [61-62]

Les relations linéaires les plus générales entre les quatre vecteurs des champs dans les milieux contiennent quatre dyades constitutives.

$$\vec{D} = \vec{\varepsilon} \vec{E} + \vec{\zeta} \vec{H} \quad (\text{I.39})$$

$$\vec{B} = \bar{\mu} \vec{H} + \bar{\eta} \vec{E} \quad (\text{I.40})$$

Les matériaux qui peuvent être modélisés par ces relations matérielles sont appelés milieux bi-anisotropes. Il est bien connu que les effets de couplage

magnétoélectrique dans les milieux bi-anisotropes peuvent résulter d'une faible dispersion spatiale (dans les milieux chiraux et oméga) ou d'effets non réciproques (cristaux magnétoélectriques et composites métal-ferrite). De ce fait, il est naturel de classer les effets de couplage magnétoélectrique en effets réciproques et non réciproques.

Dans les milieux réciproques, comme on peut facilement le déduire du théorème de réciprocité de Lorentz, les dyades de permittivité et de perméabilité sont symétriques, et les deux coefficients dyadiques magnétoélectriques sont liés par la relation suivante [61][62] :

$$\bar{\zeta} = -\bar{\eta}^T \quad (I.41)$$

Évidemment, si le milieu est non réciproque, les relations matérielles pour les milieux non réciproques s'écrivent comme dans l'expression (I.42), l'une des deux dyades est la transposée de l'autre :

$$\bar{\zeta} = \bar{\eta}^T \quad (I.42)$$

I.11 Applications des milieux complexes dans les antennes planaires

L'intérêt pour le comportement électromagnétique des milieux complexes est en hausse, en grande partie à cause de l'intérêt croissant pour les matériaux fabriqués par la société. Dans cette section, en plus de l'étude du comportement des ondes électromagnétique dans différents milieux complexes, nous allons discuter du travail effectué sur ces matériaux avec une attention particulière sur les applications microbandes qui premièrement, elle fournit la base pour comprendre le comportement des matériaux artificiels existants. Deuxièmement, elle fournit un cadre unique pour le développement de nouveaux matériaux au fur et à mesure que de nouvelles applications sont découvertes.

Les circuits microrubans constituent l'infrastructure de la plupart des systèmes RF car ils sont simples à modéliser et à fabriquer. La plupart de nos connaissances sur

le comportement des lignes microruban sont basées sur l'utilisation de substrats isotropes. Cependant, avec les progrès technologiques, l'intérêt pour les substrats complexes a augmenté. Dans [18], Alexopoulos a considéré principalement les substrats uniaxialement anisotropes pour les applications de circuits intégrés à micro-ondes. Plus tard, Tsalamengas et al. [20] ont étudié les modes de propagation dans les lignes microbandes imprimées sur des substrats anisotropes avec des anisotropies électriques et magnétiques générales. Pettis et Lee [63], [64] ont étudié les lignes de transmission microruban sur des supports électriquement biaxiaux orientés arbitrairement (c'est-à-dire non magnétiques). Pettis a utilisé la fonction de Green dyadique de la matrice de transition (T-DGF) en conjonction avec la méthode des moments pour déterminer les courants induits sur la ligne. Finalement, les courants ont été utilisés pour déterminer l'impédance caractéristique de la ligne. L'analyse de Pettis a révélé que les lignes microrubans sur des supports biaxiaux orientés arbitrairement se comportent comme les lignes microrubans sur des substrats isotropes. En particulier, dans leur conception. Une autre contribution importante de cette analyse des lignes microruban est que c'était la première fois que le T-DGF était appliqué avec succès à un problème de microruban. Cette contribution ouvrait la voie à de futures applications de la T-DGF.

Aujourd'hui, les antennes sont omniprésentes dans la vie moderne. Les antennes microruban suscitent de l'intérêt depuis plus de 50 ans et peuvent être imprimées sur presque tout substrat dans une grande variété de formes. La plupart des recherches se sont concentrées sur les substrats isotropes (car ils sont les plus courants), les chercheurs se sont intéressés aux effets des substrats anisotropes sur les performances des antennes microruban. Pozar a été l'un des premiers chercheurs à prendre en compte la plaque rectangulaire à microruban imprimée sur un substrat uniaxial [19], en calculant à la fois le rayonnement et la diffusion d'une plaque à microruban sur un substrat électriquement uniaxial et en comparant ces résultats à ceux de la même plaque sur un substrat isotrope. Wong *et al.* [65] ont calculé la fréquence de résonance d'un patch rectangulaire sur un substrat uniaxial et ont montré que la fréquence de résonance et la largeur de bande passante augmentent sur un substrat uniaxial positif et

diminuent sur un substrat uniaxial négatif. Les antennes à patchs microruban coniques à large bande imprimées sur des substrats diélectriques uniaxiaux sont mentionnées dans [66]. Ces articles calculent l'impédance d'entrée et la fréquence de résonance du patch microstrip, respectivement. Les recherches sur les substrats uniaxiaux ont préparé le terrain pour les travaux de Pettis [63], Graham et Lee [67-69] sur les antennes microbandes sur des substrats biaxiaux orientés arbitrairement. Zebiri *et al.* [70-71], a étudié l'effet d'un substrat chiral bianisotrope sur la fréquence de résonance et l'impédance d'entrée d'une antenne microruban rectangulaire, par conséquent, le but de ce travail est axé sur les effets d'un superstrat ayant des anisotropies électrique uniaxiale, magnétique uniaxiale, et l'élément de chiralité.

Les antennes dipôles imprimées sont populaires en raison de leur facilité de fabrication, de leur structure d'alimentation relativement simple et de leur bande passante étendue. Cependant, l'impact des matériaux complexe sur les performances d'un dipôle a été peu étudié par de nombreux chercheur. En 1979, une étape importante a été franchie par Uzunoglu *et al.* [72] qui ont analysé pour la première fois les propriétés de rayonnement du dipôle microruban. Ce travail est basé sur l'obtention de la fonction de Green pour un dipôle hertzien horizontal imprimé sur un substrat diélectrique isotrope à plan de masse. Sur cette base, Rana et Alexopoulos [73] ont présenté en 1981 des travaux sur la distribution du courant et l'impédance d'entrée des dipôles imprimés. Les travaux susmentionnés sur les fonctions de Green sous forme spectrale ont jeté les bases des travaux futurs de Pozar [74] et d'autres chercheurs pour analyser les propriétés de diverses autres antennes microbandes. Pettis [63] a étudié des antennes dipôles microbandes imprimées sur des substrats biaxiaux à orientation arbitraire. Pettis a trouvé que les dipôles microruban sur des substrats biaxialement anisotropes ont des comportements similaires à ceux imprimés sur des milieux isotropes. Cependant Pettis a montré que l'orientation du milieu biaxial avait un impact significatif sur l'impédance d'entrée et le gain. Cette conclusion démontre l'importance de prendre en compte les effets anisotropes lors de la conception d'antennes microbandes. En général, les résultats montrent que l'orientation des axes optiques

dans le substrat biaxial a un impact significatif sur les performances tant du point de vue de la longueur de résonance que des performances de rayonnement.

Le faible volume, le faible poids, le faible coût, les hautes performances et la facilité de mise en œuvre sont les principales exigences, ce qui rend les antennes miniaturisées d'une nécessité importante, La recherche sur les milieux complexes se poursuivra, car la science des matériaux continue à développer de nouvelles capacités. De nouvelles connaissances seront acquises sur la manière dont les circuits, antennes et guides d'ondes hyperfréquences peuvent être améliorés en utilisant les caractéristiques uniques des milieux complexes.

I.12 Conclusion

Dans ce chapitre, en partant du phénomène de base de la vie quotidienne, les concepts de propagation des ondes et de théorie électromagnétique sont introduits. Afin de pouvoir caractériser le spectre électromagnétique d'une structure donnée, les équations de Maxwell constituent la base de cette caractérisation. Les structures physiques pratiques (antennes et guides d'ondes) présentent des interfaces ou des frontières entre différents milieux, ce qui nécessite un ensemble de conditions aux limites électromagnétiques pour prédire le comportement de ces structures. Nous avons expliqué ici les principes et l'interprétation des conditions de limites électromagnétiques générales. En outre, un bref aperçu des milieux complexes est présenté. Plusieurs découvertes historiques ont été faites après la publication des équations de Maxwell, telles que la suggestion de l'idée des métamatériaux et les milieux complexe. De plus, les propriétés de base des modes réciproques et non-réciproques sont considérées et catégorisées. Enfin, une brève introduction et un historique des applications des milieux complexes dans la conception de dispositifs à micro-ondes ont été présentés pour donner un aperçu du contexte.

REFERENCES

- [1] Pozar, D. M. (2011). *Microwave engineering*. John wiley & sons.
- [2] Kong, J. A. (1990). *Electromagnetic Wave Theory*. John Wiley and Sons, New York.
- [3] Lindell, I., Sihvola, A., Tretyakov, S., & Viitanen, A. J. (1994). *Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media*. Artech House.
- [4] Bordeau, S. P. (1982). *Volts to Hertz... the rise of electricity*. Burgess.
- [5] Alahnomi, R. A., Zakaria, Z., Yussof, Z. M., Althuwayb, A. A., Alhegazi, A., Alsariera, H., & Rahman, N. A. (2021). Review of recent microwave planar resonator-based sensors: Techniques of complex permittivity extraction, applications, open challenges and future research directions. *Sensors*, 21(7), 2267.
- [6] Jha, A. K., Tiwari, N. K., & Akhtar, M. J. (2018). Novel microwave resonant technique for accurate testing of magnetic materials. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 67(1), 239-248.
- [7] Ferreira, D., Cuiñas, I., Caldeirinha, R. F., & Fernandes, T. R. (2014, April). A review on the electromagnetic characterisation of building materials at micro-and millimetre wave frequencies. In *The 8th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2014)* (pp. 145-149). IEEE.
- [8] Moreno, P. A., Konno, B., Lima, V. C., Castro, D. P., Castro, L. C., Leite, M. T., ... & Prata, T. S. (2011). Spectral-domain optical coherence tomography for early glaucoma assessment: analysis of macular ganglion cell complex versus peripapillary retinal nerve fiber layer. *Canadian Journal of Ophthalmology*, 46(6), 543-547.
- [9] Maxwell, J. C. (1873). *A treatise on electricity and magnetism* (Vol. 1). Clarendon press.
- [10] Stratton, J. A. (2007). *Electromagnetic theory* (Vol. 33). John Wiley & Sons.
- [11] Lindell, I. V., & Sihvola, A. (2019). *Boundary Conditions in Electromagnetics*. John Wiley & Sons.
- [12] Senior, T. B., & Volakis, J. L. (1995). *Approximate boundary conditions in electromagnetics* (No. 41). Iet.
- [13] Basu, B. N. (1992). Boundary Conditions in Electromagnetics. *IETE Journal of Education*, 33(3), 183-190.
- [14] Yeh, C. (1993). Boundary conditions in electromagnetics. *Physical Review E*, 48(2), 1426.

- [15] Weinstein, L. A. (1988). Electromagnetic waves. *Radio i svyaz', Moscow*.
- [16] Bremmer, H. (1958). Propagation of electromagnetic waves. In *Elektrische Felder und Wellen/Electric Fields and Waves* (pp. 423-639). Springer, Berlin, Heidelberg.
- [17] Djamel, S. A. Y. A. D. (2017). *Effet du Substrat sur les Paramètres des Structures multicouches Planaires Microondes. Contribution à une Modélisation de Composants Micro-ondes* (Doctoral dissertation, Université du 20 Août 1955).
- [18] Alexopoulos, N. G. (1985). Integrated-circuit structures on anisotropic substrates. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 33(10), 847-881.
- [19] Pozar, D. A. V. I. D. M. (1987). Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 35(6), 613-621.
- [20] Tsalamengas, J. L., Uzunoglu, N. K., & Alexopoulos, N. G. (1985). Propagation characteristics of a microstrip line printed on a general anisotropic substrate. *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 33(10), 941-945.
- [21] Wang, W. J. (2002). *Multilayer printed antennas with biaxial anisotropic dielectric substrates: General analysis and case studies* (Doctoral dissertation, Polytechnic University).
- [22] Harackiewicz, F. J. (1990). *Electromagnetic radiation and scattering from microstrip antennas on anisotropic substrates* (Doctoral dissertation, University of Massachusetts Amherst).
- [23] Andersson, T. (1993). Moment-method calculations of scattering by a square plate using singular basis functions and multipole expansions. *Journal of electromagnetic waves and applications*, 7(1), 93-121.
- [24] Mosallaei, H., & Sarabandi, K. (2004). Magneto-dielectrics in electromagnetics: Concept and applications. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, 52(6), 1558-1567.
- [25] Hrabar, S., Bartolic, J., & Sipus, Z. (2005). Waveguide miniaturization using uniaxial negative permeability metamaterial. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 53(1), 110-119.
- [26] Krowne, C. M. (2003). Electromagnetic-field theory and numerically generated results for propagation in left-handed guided-wave single-microstrip structures. *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 51(12), 2269-2283.
- [27] Sounas, D. L., Kodera, T., & Caloz, C. (2011, October). Non-reciprocal gyrotropic semiconductor-based metasurface not requiring magnetic bias. In *Proc. Metamaterials'*

2011, *Fifth International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics* (pp. 636-638).

- [28] Rogacheva, A. V., Fedotov, V. A., Schwanecke, A. S., & Zheludev, N. I. (2006). Giant gyrotropy due to electromagnetic-field coupling in a bilayered chiral structure. *Physical review letters*, 97(17), 177401.
- [29] Boardman, A., Egan, P., Thomas, R. M., Velasco, L., & Rapoport, Y. (2009). Modelling and theory of nonlinear or gyroelectric nanoscale metamaterials”, *3rd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics*, London, Aug. 30-Sep. 4.
- [30] Plum, E., Fedotov, V. A., Schwanecke, A. S., Zheludev, N. I., & Chen, Y. (2007). Giant optical gyrotropy due to electromagnetic coupling. *Applied Physics Letters*, 90(22), 223113.
- [31] Tai, C. T. (1994). *Dyadic Green functions in electromagnetic theory*. IEEE.
- [32] Priou, A., Sihvola, A., Tretyakov, S., & Vinogradov, A. (Eds.). (2012). *Advances in complex electromagnetic materials* (Vol. 28). Springer Science & Business Media.
- [33] Zebiri, C., Lashab, M., & Benabdelaziz, F. (2013). Asymmetrical effects of bi-anisotropic substrate-superstrate sandwich structure on patch resonator. *Progress In Electromagnetics Research B*, 49, 319-337.
- [34] Sihvola, A. (1994). Electromagnetic modeling of bi-isotropic media. *Progress In Electromagnetics Research*, 9, 45-86.
- [35] Sihvola, A., Tretyakov, S., & Semchenko, I. V. (1993). Proceedings of’ Bianisotropics’ 93”.
- [36] Lindell, I. V., & Viitanen, A. J. (1990). Green dyadic for the general bi-isotropic (nonreciprocal chiral) medium. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 92, 22636.
- [37] Lindell, I. V., & Viitanen, A. J. (1990). Duality transformations for general bi-isotropic (nonreciprocal chiral) media. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 92, 22782.
- [38] Lindell, I. V. (1990). Quasi-static image theory for the bi-isotropic (nonreciprocal chiral) sphere. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 92, 23666.
- [39] Sihvola, A. H., & Lindell, I. V. (1991). BI-isotropic constitutive relations. *Microwave and Optical Technology Letters*, 4(8), 295-297.
- [40] Sommerfeld, A. (2013). *Electrodynamics: lectures on theoretical physics, vol. 3* (Vol. 3). Academic Press.
- [41] Fano, R. M., Adler, R. B., & Chu, L. J. (1963). *Electromagnetic fields, energy, and forces*. Taylor & Francis.

- [42] Tai, C. T. (1964). A study of electrodynamics of moving media. *Proceedings of the IEEE*, 52(6), 685-689.
- [43] Penfield Jr, P. L., Chu, L. J., & Haus, H. A. (1963). *Electrodynamics of moving media*. Research Laboratory of Electronics (RLE) at the Massachusetts Institute of Technology (MIT).
- [44] Lee, K. S. H., & Papas, C. H. (1964). Electromagnetic radiation in the presence of moving simple media. *Journal of Mathematical Physics*, 5(12), 1668-1672.
- [45] McKenzie, J. F. (1967). Electromagnetic waves in uniformly moving media. *Proceedings of the Physical Society (1958-1967)*, 91(3), 532.
- [46] Lee, S. W., & Lo, Y. T. (1967). Reflection and transmission of electromagnetic waves by a moving uniaxially anisotropic medium. *Journal of Applied Physics*, 38(2), 870-875.
- [47] Cheng, D. K., & Kong, J. A. (1968). Covariant descriptions of bianisotropic media. *Proceedings of the IEEE*, 56(3), 248-251.
- [48] Kong, J. A. (1970). Reciprocity relationships for bianisotropic media. *Proceedings of the IEEE*, 58(12), 1966-1967.
- [49] Weiglhofer, W. S., & Lakhtakia, A. (Eds.). (2003). Introduction to complex mediums for optics and electromagnetics (Vol. 123). *SPIE press*.
- [50] Serdyukov, A., Semchenko, I., Tretyakov, S., & Sihvola, A. (2001). Electromagnetics of bi-anisotropic materials: *Theory and applications*.
- [51] Zebiri, C., Benabdelaziz, F., & Sayad, D. (2012). Surface waves investigation of a bianisotropic chiral substrate resonator. *Progress In Electromagnetics Research B*, 40, 399-414.
- [52] Vehmas, J. (2015). Transmission-line metamaterials, bianisotropy, and transmission-line bianisotropy.
- [53] Jaggard, D. L., Mickelson, A. R., & Papas, C. H. (1979). On electromagnetic waves in chiral media. *Applied physics*, 18(2), 211-216.
- [54] Whites, K. W. (1995). Full-wave computation of constitutive parameters for lossless composite chiral materials. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 43(4), 376-384.
- [55] Caloz, C., & Sihvola, A. (2020). Electromagnetic chirality, Part 2: the macroscopic perspective [electromagnetic perspectives]. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 62(2), 82-98.

- [56] Cory, H. (1995). Chiral devices-an overview of canonical problems. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 9(5-6), 805-829.
- [57] Caloz, C., & Sihvola, A. (2020). Electromagnetic chirality, Part 1: the microscopic perspective [electromagnetic perspectives]. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 62(1), 58-71.
- [58] Lindman, K. F. (1920), *Ann. Phys.* 63, pp 621 - 644.
- [59] Pickering, W. H. (1945). experiment performed at Caltech. *private communication*.
- [60] Tellegen, B. D. (1948). The gyrator, a new electric network element. *Philips Res. Rep*, 3(2), 81-101.
- [61] Tretyakov, S. A., Maslovski, S. I., Nefedov, I. S., Viitanen, A. J., Belov, P. A., & Sanmartin, A. (2003). Artificial tellegen particle. *Electromagnetics*, 23(8), 665-680.
- [62] Tretyakov, S. A., Sihvola, A. H., Sochava, A. A., & Simovski, C. R. (1998). Magnetolectric Interactions in Bi-Anisotropic Media. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 12(4), 481–497.
- [63] Pettis, G. F. (2008). *Hertzian dipoles and microstrip circuits on arbitrarily oriented biaxially anisotropic media*. Syracuse University.
- [64] Pettis, G. F., Krowne, C. M., & Lee, J. K. (2009, December). Microstrip transmission lines on arbitrarily oriented biaxial media. In *2009 Asia Pacific Microwave Conference* (pp. 842-845). IEEE.
- [65] Wong, K. L., Row, J. S., Kuo, C. W., & Huang, K. C. (1993). Resonance of a rectangular microstrip patch on a uniaxial substrate. *IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques*, 41(4), 698-701.
- [66] Albuquerque, M. R. M. L., d'Assuncao, A. G., & da Silva, S. G. (2001, April). Broadband microstrip patch antennas on anisotropic substrates. In *2001 Eleventh International Conference on Antennas and Propagation,(IEE Conf. Publ. No. 480)* (Vol. 1, pp. 49-52). IET.
- [67] Graham, J. W. (2012). *Arbitrarily oriented biaxially anisotropic media: wave behavior and microstrip antennas* (Doctoral dissertation, Syracuse University).
- [68] Graham, J. W., & Lee, J. K. (2012, July). Microstrip dipoles printed on biaxial substrates. In *Proceedings of the 2012 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation* (pp. 1-2). IEEE.
- [69] Graham, J. W., & Lee, J. K. (2013, July). Rectangular patch antennas on biaxial substrates. In *2013 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI)* (pp. 1544-1545). IEEE.

- [70] Zebiri, C., Lashab, M., & Benabdelaziz, F. (2011). Rectangular microstrip antenna with uniaxial bi-anisotropic chiral substrate-superstrate. *IET microwaves, antennas & propagation*, 5(1), 17-29.
- [71] Zebiri, C., Benabdelaziz, F., & Sayad, D. (2012). Surface waves investigation of a bianisotropic chiral substrate resonator. *Progress In Electromagnetics Research B*, 40, 399-414.
- [72] Uzunoglu, N., Alexopoulos, N., & Fikioris, J. (1979). Radiation properties of microstrip dipoles. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 27(6), 853-858.
- [73] Rana, I., & Alexopoulos, N. (1981). Current distribution and input impedance of printed dipoles. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 29(1), 99-105.
- [74] Pozar, D. (1982). Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 30(6), 1191-1196.

CHAPITRE II

LA MÉTHODE DES MOMENTS DANS LE DOMAINE
SPECTRAL

II.1 Introduction

Ce chapitre présente et décrit, en détail, l'une des méthodes générales les plus importantes pour résoudre les problèmes liés au champ électromagnétique, à savoir la méthode des moments. La première section de ce chapitre débute par un bref fondement mathématique général de la méthode des moments (Method of Moments MoM). Ensuite, les principes fondamentaux de cette méthode dans le domaine spectral, les différentes étapes et plusieurs concepts très importants sont décrits, accompagnés de références pertinentes pour illustrer ces derniers, et afin de montrer l'utilité de cette méthode.

Nombreuse sont les méthodes de résolutions ou d'analyses dans le domaine spectral. Elles sont utilisées depuis longtemps en physique, mais le terme ne semble avoir fait son passage dans la littérature sur l'électromagnétique computationnelle qu'au début des années 1970 [1]. L'association à la méthode des moments est devenue un outil très important pour l'analyse des milieux stratifiés planaires [2-5]. Une des applications particulièrement importantes est l'analyse des antennes à microbande [6-7]. Bien qu'un certain nombre des travaux contiennent d'excellentes introductions à la MoM [8-13], d'autres sources fournissent des rapports de base sur la MoM dans le domaine spectral [14-17]. La méthode des moments est un terme commun pour les méthodes des résidus pondérés ¹ sous forme d'intégrale ou autres. Elle peut être divisée en méthode de point-matching, méthode des moindres carrés [18-20] et méthode de Galerkin [21-23], selon la méthode de pondération analytique. Le raisonnement est le suivant : sélectionner la fonction de base pour effectuer une expansion approximative de la fonction inconnue, puis la substituer dans l'équation opérateur. Sélectionner la fonction de pondération appropriée, qui rend le résidu pondéré de l'équation égal à zéro. Ainsi, l'équation opérateur continue est convertie en une équation algébrique. La méthode des moments est destinée à convertir une équation intégrale en une équation de différence ou à convertir une équation intégrale à sommation finie, de manière à

¹ Les méthodes des résidus pondérés sont des méthodes générales de solutions approchées d'équations différentielles ou de dérivées partielles (méthode de Galerkin, méthode des moindres carrés, etc...)

établir l'ensemble des équations algébriques. Par conséquent, le travail principal consiste à résoudre un ensemble d'équations algébriques à l'aide d'ordinateurs. Avec une efficacité de calcul plus élevée, un temps de modélisation et de calcul plus court et des erreurs acceptables, cette méthode est un bon choix pour l'analyse du champ électromagnétique. Il est possible de présenter les concepts importants à l'aide d'un exemple statique, qui peut être utilisé pour calculer l'impédance caractéristique, l'impédance d'entrée et la constante de phase d'une ligne de transmission...etc.

II.2 Principe de la méthode des moments

La méthode des moments est une méthode générale permettant de convertir des équations fonctionnelles en équations matricielles afin de les résoudre en utilisant les techniques d'algèbre linéaire. De manière générale, considérons un problème déterministe pour lequel une équation fonctionnelle correspondante est peut-être décrite sous la forme :

$$L(f) = y \quad (\text{II.1})$$

Où L est un opérateur linéaire, f est la réponse, et est la fonction inconnue à déterminer. y est l'entrée également appelée la source ou l'excitation. L'espace couvert par toutes les fonctions résultant de l'opération L s'appelle le domaine de L . La première étape de la résolution de l'équation (II.1). La quantité inconnue f est développée en termes d'un ensemble de fonctions connues linéairement indépendantes, c'est-à-dire exprimer la fonction inconnue en termes de fonctions de base ou d'expansion f_n dans le domaine de L .

$$f = \sum_{n=1}^N a_n f_n \quad (\text{II.2})$$

L'ensemble des fonctions de base peut être fini ou infini. Dans le cas d'une solution exacte, la relation (II.2) est une sommation infinie, tandis que pour une solution approchée, elle est généralement une sommation finie. En substituant

l'expansion f de l'équation (II.2) dans l'opérateur original (II.1), on obtient l'équation approximative suivante :

$$L\left(\sum_{n=1}^N a_n f_n\right) = y \quad (\text{II.3})$$

En raison de la linéarité de l'opérateur dans le domaine de L , on peut réécrire l'équation (II.3) comme suit :

$$\sum_{n=1}^N a_n L(f_n) = y \quad (\text{II.4})$$

Les coefficients inconnus a_n doivent maintenant être déterminés. Les deux membres de l'équation (II.4) sont multipliés par une fonction connue et correctement choisie, appelée fonction de pondération ou fonction de test (weighting function) w_m . Ainsi, on obtient l'équation suivante :

$$\sum_{n=1}^N a_n \langle w_m, L(f_n) \rangle = \langle w_m, y \rangle, \text{ où } m = 1, 2, 3, \dots, N \quad (\text{II.5})$$

L'équation fonctionnelle originale devient un ensemble d'équations linéaires qui peuvent être écrites sous une forme matricielle de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} \langle w_1, L(f_1) \rangle & \langle w_1, L(f_2) \rangle & \cdots & \langle w_1, L(f_N) \rangle \\ \langle w_2, L(f_1) \rangle & \langle w_2, L(f_2) \rangle & \cdots & \langle w_2, L(f_N) \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle w_N, L(f_1) \rangle & \langle w_N, L(f_2) \rangle & \cdots & \langle w_N, L(f_N) \rangle \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle w_1, y \rangle \\ \langle w_2, y \rangle \\ \vdots \\ \langle w_N, y \rangle \end{bmatrix} \quad (\text{II.6})$$

Comme indiqué, l'équation matricielle, présentée par l'expression (II.6), ne contient qu'une seule inconnue $[a]$. Elle peut, maintenant, être résolue. Alors, l'équation (II.6) devient :

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle w_1, L(f_1) \rangle & \langle w_1, L(f_2) \rangle & \cdots & \langle w_1, L(f_N) \rangle \\ \langle w_2, L(f_1) \rangle & \langle w_2, L(f_2) \rangle & \cdots & \langle w_2, L(f_N) \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle w_N, L(f_1) \rangle & \langle w_N, L(f_2) \rangle & \cdots & \langle w_N, L(f_N) \rangle \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \langle w_1, y \rangle \\ \langle w_2, y \rangle \\ \vdots \\ \langle w_N, y \rangle \end{bmatrix} \quad (\text{II.7})$$

La méthode des moments est ainsi brièvement détaillée. On obtient la fonction f , par substitution de l'équation (II.7) dans (II.2).

Un exemple expliquant la résolution par la méthode des moments d'un problème simple et montrant la faisabilité de cette technique est expliqué dans Annexe 1.

II.3 Méthode des moments dans le domaine spectral

Dans cette section, on présente les principes fondamentaux de la méthode des moments dans le domaine spectral. L'idée principale est de résoudre les courants de surface inconnus.

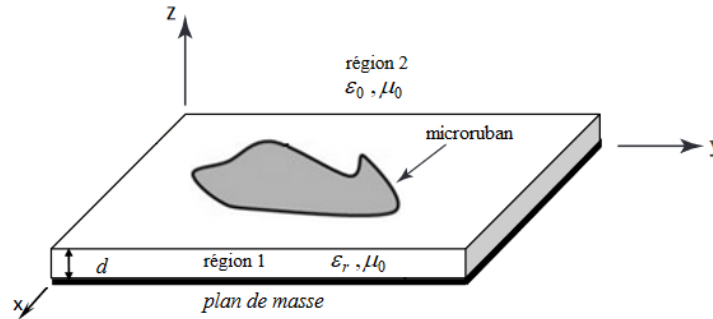


Figure II.1 : Structure microruban de forme arbitraire implantée sur un substrat diélectrique isotrope.

Pour illustrer les concepts de base de la méthode des Moments dans le domaine spectral, on prend en considération une structure planaire microruban implantée sur un substrat diélectrique isotrope (Fig. II.1). Cette section n'est qu'un éclaircissement de la solution de l'exemple présenté par la Fig. II.1, et contient plusieurs concepts très importants. Les outils mathématiques et les opérations matricielles introduits dans la section précédente seront exploités et utilisés pour résoudre cet exemple.

II.3.1 Expressions des composantes du champ électromagnétique

II.3.1.1 Equation d'onde

Considérons le problème, présenté par la figure II.1, d'un ruban conducteur arbitraire sur un substrat isotrope caractérisé par les constantes diélectriques et magnétique $(\varepsilon_0 \varepsilon_r, \mu_0)$. Supposons que le substrat ait un axe optique dans la direction z . L'axe optique, qui est la ligne droite qui passe par le centre géométrique d'une structure, est parfois appelé axe principal. La trajectoire du faisceau le long de cet axe est perpendiculaire aux surfaces.

Les inductions des champs électrique et magnétique sont exprimées par les expressions suivantes :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (\text{II.8})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (\text{II.9})$$

On substitue les équations (II.8) et (II.9) dans les deux premières équations de Maxwell suivantes :

$$\nabla \wedge \vec{E} = -j\omega \vec{B} \quad (\text{II.10})$$

$$\nabla \wedge \vec{H} = j\omega \vec{D} \quad (\text{II.11})$$

ceci, résulte en

$$\nabla \wedge \vec{E} = -j\omega \mu_0 \vec{H} \quad (\text{II.12})$$

$$\nabla \wedge \vec{H} = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (\text{II.13})$$

En appliquant le rotationnel sur les deux membres de l'équation (II.12), et en substituant dans (II.13), on a :

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{E}) = -j\omega\mu_0 j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r \vec{E} \quad (\text{II.14})$$

Ensuite, l'application de l'égalité $\nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{E}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - (\nabla^2 \vec{E})$, avec l'équation de Maxwell $\nabla \cdot \vec{E} = \text{div}(\vec{E}) = 0$, nous permet d'avoir l'équation d'onde finale suivante :

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} = 0 \quad (\text{II.15})$$

Exprimons les composantes du champ électromagnétique dans le domaine de Fourier. Pour cela, on utilise la définition suivante de la transformée de Fourier [24, 25] :

$$\tilde{\Phi}(\kappa_x, \kappa_y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int \Phi(\kappa_x, \kappa_y, z) e^{-j(\kappa_x x + \kappa_y y)} dx dy \quad (\text{II.16})$$

Ainsi, on transforme l'équation d'onde (II.15) dans le domaine spectral pour éviter d'évaluer les dérivées partielles exprimées dans l'équations (II.17). La direction de la propagation est supposée suivant z, ainsi l'équation (II.15) sera écrite comme suit :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r E_z = 0 \quad (\text{II.17})$$

En appliquant la propriété de la transformée de Fourier démontrée dans les équations (II.18) et (II.19) dans l'équation (II.17) :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \Leftrightarrow j\kappa_x \tilde{\Phi} \quad (\text{II.18})$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \Leftrightarrow j\kappa_y \tilde{\Phi} \quad (\text{II.19})$$

On obtient l'expression spectrale, présentée par l'équation (II.20), d'une équation différentielle du second ordre. Pour le champ électrique dans le diélectrique (région 1).

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial z^2} + (\kappa_0^2 \varepsilon_r - \kappa_s^2) \tilde{E}_z = 0 \quad (\text{II.20})$$

avec

$$\kappa_s^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2 \quad (\text{II.21})$$

$$\kappa_0^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \quad (\text{II.22})$$

De même pour le champ magnétique, nous obtenons l'équation d'onde du champ magnétique, exprimée par l'équation (II.23).

$$\frac{\partial^2 \tilde{H}_z}{\partial z^2} + (\kappa_0^2 \varepsilon_r - \kappa_s^2) \tilde{H}_z = 0 \quad (\text{II.23})$$

Les expressions des composantes du champ électrique et magnétique $\tilde{E}_z$ et $\tilde{H}_z$ sont obtenues en résolvant les équations différentielles partielles données par les équations (II.20) et (II.23). Pour la région située sous le ruban conducteur, qui est le substrat isotrope, dans ce cas, on suppose les solutions suivantes :

$$\tilde{E}_z^{(1)}(\gamma_1, z) = A_e \cos(\gamma_1 z) + B_e \sin(\gamma_1 z) \quad (\text{II.24})$$

$$\tilde{H}_z^{(1)}(\gamma_1, z) = A_h \sin(\gamma_1 z) + B_h \cos(\gamma_1 z) \quad (\text{II.25})$$

avec :

$$\gamma_1 = \sqrt{\kappa_0^2 \varepsilon_r - \kappa_s^2} \quad (\text{II.26})$$

Pour la région située au-dessus du substrat, qui est l'air dans ce cas, et après application des conditions aux limites, les solutions sont exprimées comme suit :

$$\tilde{E}_z^{(2)}(\gamma_2, z) = C e^{-\gamma_2(z-d)} \quad (\text{II.27})$$

$$\tilde{H}_z^{(2)}(\gamma_2, z) = D e^{-\gamma_2(z-d)} \quad (\text{II.28})$$

avec :

$$\gamma_2 = \sqrt{\kappa_0^2 - \kappa_s^2} \quad (\text{II.29})$$

II.3.2 Expressions des composantes du champ électromagnétique

Dans cette section, on utilise les équations de maxwell (II.12) et (II.13), tout en les substituant dans les expressions des solutions des champs électrique et magnétique dans les deux régions, celle qui supporte les ondes guidées (Equ. II.24 et 25), et celle qui supporte les ondes décroissantes dans la direction +z (Equ. II.27 et 28). Ainsi, nous pouvons établir des expressions liant les composantes transversales du champ électromagnétique pour les deux régions.

Dans la Région 1, les composantes des champs électrique et magnétique sont les suivantes :

$$\tilde{E}_x^{(1)} = \frac{-j\kappa_x\gamma_1}{\kappa_s^2} (A_e \sin(\gamma_1 z) + B_e \cos(\gamma_1 z)) + \frac{\kappa_y\omega\mu_0}{\kappa_s^2} (A_h \cos(\gamma_1 z) + B_h \sin(\gamma_1 z)) \quad (\text{II.30})$$

$$\tilde{E}_y^{(1)} = \frac{-j\kappa_y\gamma_1}{\kappa_s^2} (A_e \sin(\gamma_1 z) + B_e \cos(\gamma_1 z)) - \frac{\kappa_x\omega\mu_0}{\kappa_s^2} (A_h \cos(\gamma_1 z) + B_h \sin(\gamma_1 z)) \quad (\text{II.31})$$

$$\tilde{H}_x^{(1)} = \frac{-\kappa_y\omega\epsilon_0\epsilon_r}{\kappa_s^2} (A_e \cos(\gamma_1 z) + B_e \sin(\gamma_1 z)) - \frac{j\kappa_x\gamma_1}{\kappa_s^2} (A_h \sin(\gamma_1 z) + B_h \cos(\gamma_1 z)) \quad (\text{II.32})$$

$$\tilde{H}_y^{(1)} = \frac{\kappa_x\omega\epsilon_0\epsilon_r}{\kappa_s^2} (A_e \cos(\gamma_1 z) + B_e \sin(\gamma_1 z)) - \frac{j\kappa_y\gamma_1}{\kappa_s^2} (A_h \sin(\gamma_1 z) + B_h \cos(\gamma_1 z)) \quad (\text{II.33})$$

Dans la Région 2, les composantes des champs électrique et magnétique sont les suivantes :

$$\tilde{E}_x^{(2)} = \frac{1}{\kappa_s^2} (\kappa_x\gamma_0 C e^{-j\gamma_2(z-d)} + \kappa_y\omega\mu_0 D e^{-j\gamma_2(z-d)}) \quad (\text{II.34})$$

$$\tilde{E}_y^{(2)} = \frac{1}{\kappa_s^2} (\kappa_y\gamma_0 C e^{-j\gamma_2(z-d)} - \kappa_x\omega\mu_0 D e^{-j\gamma_2(z-d)}) \quad (\text{II.35})$$

$$\tilde{H}_x^{(2)} = \frac{1}{\kappa_s} \left(-\kappa_y \omega \varepsilon_0 C e^{-j\gamma_2(z-d)} + \kappa_x \gamma_0 D e^{-j\gamma_2(z-d)} \right) \quad (\text{II.36})$$

$$\tilde{H}_y^{(2)} = \frac{1}{\kappa_s} \left(\kappa_x \omega \varepsilon_0 C e^{-j\gamma_2(z-d)} + \kappa_y \gamma_0 D e^{-j\gamma_2(z-d)} \right) \quad (\text{II.37})$$

Les équations (II.30-37) sont utilisées, exprimées en fonction des composantes longitudinales électrique et magnétique, afin qu'on puisse vérifier les conditions aux limites exigés par la structure illustrée par la Figure II.1. Ces conditions sont exprimées par les équations (II.38-42). Ceci conduit aux fonctions d'immittance dans le domaine spectral : $\tilde{G}_{xx}$, $\tilde{G}_{xy}$, $\tilde{G}_{yx}$ et $\tilde{G}_{yy}$. Ces éléments représentent la fonction de Green dans le domaine spectral. D'une manière implicite, on peut les réécrire par les expressions données par (II.43) et (II.44).

$$\tilde{E}_x^{(1)} = \tilde{E}_y^{(1)} = 0, \quad \text{pour } z=0. \quad (\text{II.38})$$

$$\tilde{E}_x^{(1)} = \tilde{E}_x^{(2)}, \quad \text{pour } z=d. \quad (\text{II.39})$$

$$\tilde{E}_y^{(1)} = \tilde{E}_y^{(2)}, \quad \text{pour } z=d. \quad (\text{II.40})$$

$$\tilde{H}_y^{(2)} - \tilde{H}_y^{(1)} = \tilde{J}_x, \quad \text{pour } z=d. \quad (\text{II.41})$$

$$\tilde{H}_x^{(1)} - \tilde{H}_x^{(2)} = \tilde{J}_y, \quad \text{pour } z=d. \quad (\text{II.42})$$

Pour plus de détails concernant la dérivation des expressions finales des fonctions de Green $\tilde{G}_{xx}$, $\tilde{G}_{xy}$, $\tilde{G}_{yx}$ et $\tilde{G}_{yy}$, on peut se référer à [26].

$$\tilde{E}_x = \tilde{G}_{xx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{xy} \tilde{J}_y \quad (\text{II.43})$$

$$\tilde{E}_y = \tilde{G}_{yx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{yy} \tilde{J}_y \quad (\text{II.44})$$

II.4 Résolution des fonctions d'immittance dans le domaine spectral

II.4.1 Technique de déduction de la fonction de Green

Plusieurs approches, différentes, ont été proposées pour obtenir la fonction de Green, notamment la méthode de la transformée de Fourier, qui est équivalente à la méthode de décomposition propre [27-29], ainsi que la méthode de la matrice de transition proposée par Krowne [30]. La méthode de la ligne de transmission, proposée dans [31], permet d'obtenir la fonction de Green d'un milieu isotrope sur la base de la décomposition des champs en modes TE et TM. Cette méthode peut être considérée comme un cas particulier de la méthode de décomposition propre. Dans cette section, on passe brièvement en revue sur le concept de fonction de Green. Une discussion approfondie sur la fonction de Green peut être trouvée dans [32] édité par Collin.

Par définition, la fonction de Green mathématiquement, c'est le noyau d'un opérateur intégral qui représente l'inverse d'un opérateur différentiel. Physiquement, c'est la réponse d'un système lorsqu'une source ponctuelle unitaire est appliquée au système. Ces deux interprétations apparemment différentes sont en fait les mêmes. Par souci de simplicité, nous présentons ce problème dans la notation des opérateurs différentiel L .

$$L \cdot u = f \quad (\text{II.45})$$

En considérant l'expression d'une équation matricielle, et rappelant la procédure de la théorie des matrices, alors l'équation (II.45) devient :

$$u = L^{-1} \cdot f \quad (\text{II.46})$$

Si l'opérateur inverse est un opérateur intégral, l'équation précédente devient :

$$\langle L^{-1} f \rangle(x) = \int g(x, r_0) f(r_0) dr_0 \quad (\text{II.47})$$

Alors la fonction noyau $g(x, r_0)$ exprimée par l'équation (II.47) est appelée fonction de Green associée à l'opérateur L . C'est la caractérisation mathématique d'une

fonction de Green. Physiquement, comme on l'a montré précédemment, la fonction de Green $g(x, r_0)$ est la réponse du système (II.45) lorsque f est une source ponctuelle unitaire agissant au point r_0 .

De même pour la fonction de Green dyadique (problème présenté par la figure II.1). La fonction de Green $G(\bar{r}, \bar{r}')$ est la réponse impulsionnelle d'un système linéaire à une source ponctuelle d'intensité unitaire $\bar{J}(\bar{r}_0)$ agissant au point $\bar{r}_0$. Alors le champ électrique en x, y et z peut être écrit comme suit [32] :

$$\bar{E}(x, y, z) = \iiint_{z' y' x'} G(\bar{r}, \bar{r}') \bar{J}(\bar{r}_0) dx' dy' dz' \quad (\text{II.48})$$

C'est-à-dire, les composantes tangentielles du champ électrique E_x et E_y du champ électrique peuvent s'écrire dans le domaine spatial comme suit :

$$E_x(x, y, z) = \iint_{y' x'} [G_{xx}(x - x', y - y') J_x(x', y') + G_{xy}(x - x', y - y') J_y(x', y')] dx dy \quad (\text{II.49})$$

$$E_y(x, y, z) = \iint_{y' x'} [G_{yx}(x - x', y - y') J_x(x', y') + G_{yy}(x - x', y - y') J_y(x', y')] dx dy \quad (\text{II.50})$$

Comme il était mentionné, dans la section précédente, les fonctions d'immittance $\tilde{G}_{xx}$, $\tilde{G}_{xy}$, $\tilde{G}_{yx}$ et $\tilde{G}_{yy}$ représentent la fonction de Green dans le domaine spectral. La transformée de Fourier inverse du tenseur de Green telle qu'elle est exprimée par l'équation (II.51) est remplacée dans les expressions des composantes tangentielles du champ électrique E_x et E_y .

$$G(x - x', y - y') = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(\kappa_x, \kappa_y) e^{j\kappa_x(x-x')} e^{j\kappa_y(y-y')} d\kappa_x d\kappa_y \quad (\text{II.51})$$

En procédant de cette manière, la composante E_x du champ électrique exprimée par l'équation (II.49) dans le domaine spectral peut être réécrite comme suit :

$$E_x(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{y', x'} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{xx}(\kappa_x, \kappa_y) e^{j\kappa_x(x-x')} e^{j\kappa_y(y-y')} d\kappa_x d\kappa_y J_x(x', y') + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{xy}(\kappa_x, \kappa_y) e^{j\kappa_x(x-x')} e^{j\kappa_y(y-y')} d\kappa_x d\kappa_y J_y(x', y') \right] dx dy \quad (\text{II.52})$$

de même, pour la composante du champ électrique suivant oy.

$$E_y(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{y', x'} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{yx}(\kappa_x, \kappa_y) e^{j\kappa_x(x-x')} e^{j\kappa_y(y-y')} d\kappa_x d\kappa_y J_x(x', y') + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}_{yy}(\kappa_x, \kappa_y) e^{j\kappa_x(x-x')} e^{j\kappa_y(y-y')} d\kappa_x d\kappa_y J_y(x', y') \right] dx dy \quad (\text{II.53})$$

A ce point, on a défini les équations des opérateurs linéaires. Ensuite, on applique la méthode des moments pour résoudre les courants de surface inconnus J_x et J_y figurant dans les équations finales (II.52) et (II.53). La particularité de la méthode des moments est dédiée à la résolution des équations à opérateurs linéaires (équation différentielle, intégrale ou intégral-différentielle).

II.4.2 Application de la méthode des moments

L'équation intégrale obtenue dans la section précédente peut être résolue numériquement en discrétisant le domaine de calcul à l'aide d'un modèle de maillage approprié. L'équation fonctionnelle originale est réduite à un ensemble d'équations algébriques linéaires discrétisées sur des cellules élémentaires. Cette méthode de résolution numérique d'équations intégrales est connue sous le nom de « méthode des moments ». Dans cette méthode, le courant électrique surfacique inconnu est défini en termes de fonctions de base comme suit :

$$J_x(x', y') = \sum_{n=1}^N I_{xn} J_{xn}(x', y') \quad (\text{II.54})$$

$$J_y(x', y') = \sum_{n=1}^N I_{yn} J_{yn}(x', y') \quad (\text{II.55})$$

où $J_{xn}(x', y')$ et $J_{yn}(x', y')$ sont les fonctions de base vectorielles généralisées pour l'expansion des courants de surface, et I_{xn} et I_{yn} sont les amplitudes inconnues de ces fonctions de base, qui doivent être déterminées.

II.4.2.1 Les fonctions de base

La première étape, la plus importante, consiste à bien choisir les fonctions de bases les plus appropriées. Ceci peut être établi grâce à une géométrie correcte du problème et à une évaluation mathématique visant à assurer une bonne convergence. En général, il existe de nombreuses fonctions de base, on essaie de montrer brièvement quelques-unes ou autrement dit les plus utilisées dans les sous-domaines de la structure à étudier.

- **Fonctions impulsions**

La figure II.2 montre un ensemble de fonctions de base à impulsion, le plan étant divisé en N segments. Ces fonctions, se référant par la simplicité de leur formulation mathématique, sont définies comme suit [33] :

$$f_n(x) = \begin{cases} 1 & x_n \leq x \leq x_{n+1} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{II.56})$$

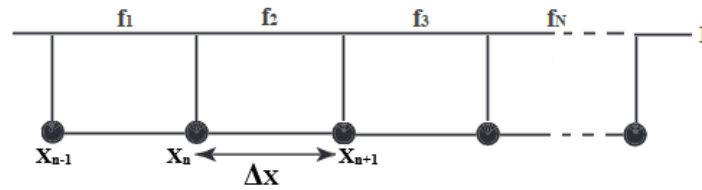


Figure II.2 : Fonctions impulsions.

- **Fonctions triangulaires par morceaux**

La figure II.3 montre un ensemble de fonctions trigonométriques linéaires imbriquées. Ces fonctions trigonométriques fournissent plusieurs définitions linéaires

de la solution entre les segments. Sa formule mathématique est définie comme suit [3], [33]:

$$f_n(x) = \begin{cases} \frac{x - x_{n-1}}{\Delta x} & x_{n-1} \leq x \leq x_n \\ \frac{x_{n+1} - x}{\Delta x} & x_n \leq x \leq x_{n+1} \end{cases} \quad (\text{II.57})$$

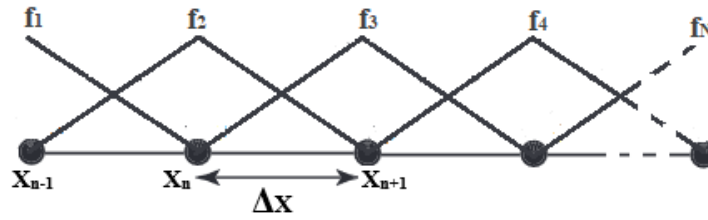


Figure. II.3 : Fonctions triangulaires par morceaux.

- **Fonctions sinusoïdales par morceaux**

Les fonctions de base de forme sinusoïdales sont illustrées par la figure II.4 et sont définies par l'expression suivante [33] [34] :

$$f_n(x) = \begin{cases} \frac{\sin(\kappa(x - x_{n-1}))}{\sin(\kappa\Delta x)} & x_{n-1} \leq x \leq x_n \\ \frac{\sin(\kappa(x_{n+1} - x))}{\sin(\kappa\Delta x)} & x_n \leq x \leq x_{n+1} \end{cases} \quad (\text{II.58})$$

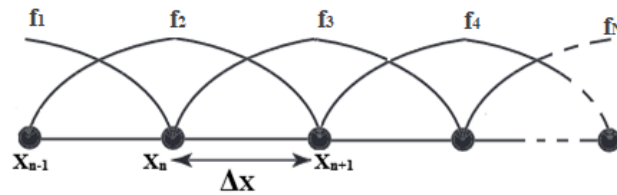


Figure. II.4 : Fonctions sinusoïdales par morceaux.

II.4.2.2 Les fonctions de test

La substitution de ces expansions dans les équations intégrales génère un ensemble d'équations intégrales discrétisées, qui peuvent ensuite être converties en un

système d'équations algébriques linéaires. Ceci est réalisé en testant les équations intégrales discrétisées à l'aide d'un ensemble de fonctions de test. Il y a plusieurs techniques applicables pour la résolution de ces équations. Dans la méthode des moments, associées, généralement, trois techniques essentielles sont utilisées.

- ***Technique de Galerkin***

En mathématiques, dans le domaine de l'analyse numérique, la technique de Galerkin [35], du nom du mathématicien russe Boris Galerkin, convertit un problème d'opérateur continu, tel qu'une équation différentielle, généralement dans une formulation faible, en un problème discret en appliquant des contraintes linéaires déterminées par des ensembles finis de fonctions de base. En particulier, l'approximation, dans lequel les fonctions d'essai, sont identiques aux fonctions de base [36].

- ***Technique de Collocation***

La technique de point-matching désigne la méthode numérique par laquelle un certain nombre de points sont sélectionnés sur une frontière commune entre deux régions et les expressions des champs de chaque côté sont mises en équation en ces points. Combinée aux méthodes de calcul modernes, cette technique peut donner des résultats numériques utiles dans des problèmes tels que la diffusion radar, les réflexions sur les guides d'ondes, etc. Bien sûr, les résultats, étant dérivés d'un processus non analytique, ne sont pas exacts, mais on suppose que si un nombre suffisant de points est utilisé, la solution numérique convergera de manière appropriée vers une solution technique adéquate [37-40].

- ***Technique d'approximations générales***

Le principe est d'utiliser des fonctions de base à variation simple linéaire définies par morceaux, à support compact et à valeur non nulle autour de certains points particuliers seulement. Ces points sont appelés points d'interpolation. L'avantage de ce type d'approximation est que les points d'interpolation peuvent être répartis dans le champ d'étude pour mieux arriver à une fonction qui introduit des variances. Les

points d'interpolation sont répartis autant que possible afin de bien modéliser le travail [41,42].

II.4.3 Application de la technique de Galerkin

Généralement on utilise la technique de Galerkin, qui choisit les fonctions de base comme fonctions de test. En remplaçant (II.64) et (II.65) dans (II.62), et en prenant le produit interne, cela conduit au système suivant :

$$\begin{aligned} \langle w_{xm}(x, y), E_x(x, y, z) \rangle = & \\ \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^N I_{xn} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{G}_{xx}(\kappa_x, \kappa_y) e^{j\kappa_x(x-x')} e^{j\kappa_y(y-y')} d\kappa_x d\kappa_y \cdot \bar{J}_{xn}(x', y') dx' dy' \cdot w_{xm}(x, y) dx dy & \quad (II.59) \\ + \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^N I_{yn} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \tilde{G}_{xy}(\kappa_x, \kappa_y) e^{j\kappa_x(x-x')} e^{j\kappa_y(y-y')} d\kappa_x d\kappa_y \cdot \bar{J}_{yn}(x', y') dx' dy' \cdot w_{xm}(x, y) dx dy \end{aligned}$$

Qui peut être simplifié comme suit :

$$\begin{aligned} \langle w_{xm}(x, y), E_x(x, y, z) \rangle = & \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^N I_{xn} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \left[\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} w_{xm}(x, y) \cdot \tilde{G}_{xx}(\kappa_x, \kappa_y) e^{j\kappa_x x} e^{j\kappa_y y} dx dy \right. \\ & \left. + \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \bar{J}_{xn}(x', y') e^{-j\kappa_x x'} e^{-j\kappa_y y'} dx' dy' \right] d\kappa_x d\kappa_y \\ + \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^N I_{yn} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \left[\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} w_{xm}(x, y) \cdot \tilde{G}_{xy}(\kappa_x, \kappa_y) e^{j\kappa_x x} e^{j\kappa_y y} dx dy \right. & \quad (II.60) \\ & \left. + \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \bar{J}_{yn}(x', y') e^{-j\kappa_x x'} e^{-j\kappa_y y'} dx' dy' \right] d\kappa_x d\kappa_y \end{aligned}$$

Si les fonctions de base sont choisies de manière appropriée, la transformée de Fourier des fonctions de pondération et d'expansion peut être effectuée et remplacée directement. Les transformée de Fourier des expressions des fonctions de base et d'expansion présentées, respectivement, par les équations (II.61), (II.62) et (II.63) sont :

$$\int_{y'} \int_{x'} \bar{J}_{xn}(x', y') e^{-j\kappa_x x'} e^{-j\kappa_y y'} dx' dy' = \tilde{J}_{xn}(\kappa_x, \kappa_y) \quad (\text{II.61})$$

$$\int_{y'} \int_{x'} \bar{J}_{yn}(x', y') e^{-j\kappa_x x'} e^{-j\kappa_y y'} dx' dy' = \tilde{J}_{yn}(\kappa_x, \kappa_y) \quad (\text{II.62})$$

$$\int_y \int_x w_{xm}(x, y) e^{j\kappa_x x} e^{j\kappa_y y} dx dy = \tilde{w}_{xm}(-\kappa_x, -\kappa_y) \quad (\text{II.63})$$

En remplaçant les transformées de Fourier des expressions précédentes dans l'expression (II.60), on obtient une expression plus simplifiée :

$$\begin{aligned} \langle w_{xm}(x, y), E_x(x, y, z) \rangle = & \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^N I_{xn} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\tilde{w}_{xm}(-\kappa_x, -\kappa_y) \tilde{G}_{xx}(\kappa_x, \kappa_y) \tilde{J}_{xn}(\kappa_x, \kappa_y) \\ & + \tilde{w}_{xm}(-\kappa_x, -\kappa_y) \tilde{G}_{xy}(\kappa_x, \kappa_y) \tilde{J}_{yn}(\kappa_x, \kappa_y)] d\kappa_x d\kappa_y \end{aligned} \quad (\text{II.64})$$

de même, pour la composante y :

$$\begin{aligned} \langle w_{ym}(x, y), E_y(x, y, z) \rangle = & \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^N I_{yn} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\tilde{w}_{ym}(-\kappa_x, -\kappa_y) \tilde{G}_{xy}(\kappa_x, \kappa_y) \tilde{J}_{xn}(\kappa_x, \kappa_y) \\ & + \tilde{w}_{ym}(-\kappa_x, -\kappa_y) \tilde{G}_{yy}(\kappa_x, \kappa_y) \tilde{J}_{yn}(\kappa_x, \kappa_y)] d\kappa_x d\kappa_y \end{aligned} \quad (\text{II.65})$$

Ces expressions (II.62 et 63) peuvent être représentées sous une forme matricielle de la forme :

$$\bar{V}_m = \bar{Z}_{mn} \cdot \bar{I}_n \quad (\text{II.66})$$

II.5 Détermination des différents paramètres

Les définitions des différents paramètres sont nécessaires pour pouvoir décrire les performances d'une antenne. Quelques-uns de ces paramètres sont interdépendants et il n'est pas obligatoire de les spécifier dans leur intégralité pour obtenir une description exhaustive des performances de l'antenne. La majorité de ces paramètres

sont extraits des normes de l'IEEE pour la mise au point des notions d'antenne. Cette section présente certaines de ces caractéristiques et paramètres.

II.5.1 Impédance d'entrée

II.5.1.1 Source à gap delta (Delta Gap Source)

La source à « gap delta » est l'une des sources les plus anciennes et les plus utilisées, dans les solutions par équation intégrale des problèmes de rayonnement, en raison de sa simplicité de mise en œuvre. En outre, elle est approximativement utilisée pour modéliser une source de tension à travers un petit espace entre deux surfaces métalliques. Une tension V_δ est appliquée à travers le gap d'alimentation de longueur δ et génère le champ incident E^i , comme illustré à la figure II.5. Cependant, le gap delta a été principalement utilisé dans les discrétisations d'équations intégrales par la méthode des moments [43-45].

Le champ incident E^i est défini par :

$$E^i = \frac{V_\delta}{\delta} \quad (\text{II.67})$$

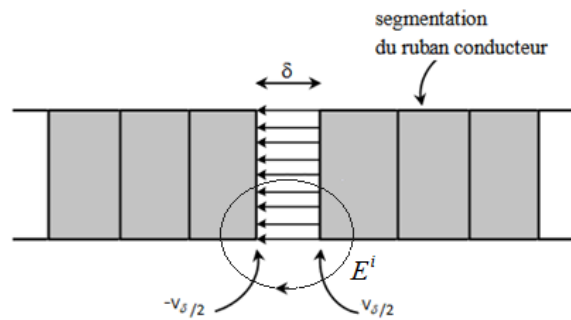


Figure. II.5 : Fonctions sinusoïdales par morceaux.

Des distributions approximatives du courant sont suffisantes pour calculer les diagrammes de rayonnement ; cependant, pour déterminer l'impédance d'entrée d'une antenne filaire, le courant à l'emplacement de la source doit être calculé avec précision [46].

II.5.1.2 Détermination de l'impédance d'entrée

On peut exprimer les composantes tangentielles du champ électrique total à l'extérieur de la région du conducteur en termes [36], [47] :

$$E_{\text{tan}}^i + E_{\text{tan}}^d = 0 \quad (\text{II.68})$$

où E_{tan}^d est la composante tangentielle du champ diffracté, représentée par les fonctions de Green dans le domaine spectral. E_{tan}^i est la composante tangentielle du champ électrique incident généré par la source à gap delta.

L'équation (II.67) est connue. Elle peut donc être mise en œuvre par la méthode des moments pour satisfaire l'expression (II.68) sur le conducteur. Le courant à l'emplacement de la source doit être calculé. Généralement, l'impédance d'entrée Z_{in} de l'antenne est calculée comme le rapport entre la tension appliquée V_δ aux bornes d'entrée de l'antenne et le courant total I_{in} à travers le port [36], [47] :

$$Z_{in} = \frac{V_\delta}{I_{in}} \quad (\text{II.69})$$

II.5.2 Diagramme de rayonnement

Le diagramme de rayonnement de l'antenne peut être déterminé à partir des champs de zone lointaine dans la région de l'air, et qui peuvent être obtenus à partir d'un point de phase stationnaire (θ, ϕ) . Comme suit [48] :

$$\kappa_x = \kappa_0 \sin(\theta) \cos(\phi) \quad (\text{II.70})$$

$$\kappa_y = \kappa_0 \sin(\theta) \sin(\phi) \quad (\text{II.71})$$

La transformation du système cartésien (x, y) en un système sphérique (θ, ϕ) permet d'avoir :

$$E_\theta(r, \theta, \phi) = j \frac{e^{-j\kappa_0 r}}{2\pi r} \kappa_0 (\tilde{E}_x \cos(\phi) + \tilde{E}_y \sin(\theta)) \quad (\text{II.72})$$

$$E_\phi(r, \theta, \phi) = j \frac{e^{-j\kappa_0 r}}{2\pi r} \kappa_0 \cos(\theta) (\tilde{E}_y \cos(\phi) - \tilde{E}_x \sin(\theta)) \quad (\text{II.73})$$

où $\tilde{E}_x$ et $\tilde{E}_y$ ont été déterminées par les équations (II.43) et (II.44), respectivement.

II.5.3 Couplage mutuel

Le couplage mutuel entre deux éléments d'antenne est lié à la direction du courant qui circule à la surface des antennes. Si le courant circule dans le même sens sur les côtés adjacents des deux antennes, le couplage mutuel augmente. Le couplage mutuel entre les antennes imprimées est calculé par l'expression $20\log(|Z_{12}|^2)$, où Z_{12} est l'impédance mutuelle entre les deux antennes imprimées. Z_{12} est calculé en déterminant l'impédance d'entrée Z_{oc} de l'antenne commandée avec le deuxième enlevé et en déterminant l'impédance d'entrée Z_{sc} de l'antenne commandée avec la deuxième antenne en place avec un port court-circuité. Ensuite, Z_{12} est calculé en utilisant [47], [49] :

$$Z_{12} = \sqrt{Z_{oc}(Z_{oc} - Z_{sc})} \quad (\text{II.74})$$

II.5.4 Distribution des champs électriques et magnétiques

Il s'agit de déterminer la distribution des champs électrique et magnétique sur une antenne imprimée. Les composantes du champ électromagnétique sont déduites après avoir rempli les conditions aux limites, ainsi que les composantes des champs électrique et magnétique dans chaque région du domaine spatial. Les expressions du champ électromagnétique sont dérivées dans le domaine spatial via la transformée de Fourier inverse [24] [25].

$$\Phi(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\Phi}(\alpha, \beta, z) e^{j(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta \quad (\text{II.75})$$

II.6 Conclusion

Une description de la méthode des moments qui a été utilisé jusqu'à présent dans l'analyse dynamique des structures microbandes a été présentée. Parmi ces modèles, celui basé sur les fonctions de Green et une équation intégrale pour les courants est le seul qui puisse fournir une description rigoureusement exacte des phénomènes dynamiques. Les fonctions de Green sont évaluées, en utilisant la formulation exacte dans un milieu stratifié. L'application de la méthode des moments, en utilisant les fonctions de base dans laquelle circulent des courants constants fournit des résultats suffisamment précis, en plus d'être suffisamment versatile pour étudier des structures plus complexes. Les densités du courant surfacique sur le patch conducteur peuvent être déterminées en résolvant le système d'équations obtenu.

Enfin, parmi les caractéristiques particulièrement intéressantes, on peut citer les substrats plus complexes, les géométries d'antennes complexes, le couplage entre les antennes proches, l'effet des courts-circuits entre le conducteur supérieur et le plan de masse, l'excitation d'ondes de surface, les effets du champ proche, comme quelques-uns des problèmes qui peuvent être analysés et déduits avec ce modèle.

REFERENCES

- [1] Jones, D. L. (1970). Numerical computations of terrestrial ELF electromagnetic wave fields in the frequency domain. *Radio Science*, 5(5), 803-809.
- [2] Harrington, R. F. (1993). *Field computation by moment methods*. Wiley-IEEE Press.
- [3] Gibson, W. C. (2021). *The method of moments in electromagnetics*. Chapman and Hall/CRC.
- [4] Harrington, R. F. (1967). Matrix methods for field problems. *Proceedings of the IEEE*, 55(2), 136-149.
- [5] Collin, R. E. (1990). *Field theory of guided waves* (Vol. 5). John Wiley & Sons.

- [6] Yeo, J., & Mittra, R. (2003). An algorithm for interpolating the frequency variations of method-of-moments matrices arising in the analysis of planar microstrip structures. *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 51(3), 1018-1025.
- [7] Newman, E., & Tulyathan, P. (1981). Analysis of microstrip antennas using moment methods. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 29(1), 47-53.
- [8] Stutzman, W. L., & Thiele, G. A. (2012). *Antenna theory and design*. John Wiley & Sons.
- [9] Newman, E. H., & Kingsley, K. (1991). An introduction to the method of moments. *Computer physics communications*, 68(1-3), 1-18.
- [10] El Misilmani, H. M., Kabalan, K. Y., Abou-Shahine, M. Y., & Al-Husseini, M. (2015). A method of moment approach in solving boundary value problems. *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, 7(03), 61.
- [11] Sarkar, T. K., Djordjevic, A. R., & Kolundzija, B. M. (2001). Method of moments applied to antennas. *Handbook of Antennas in Wireless Communications*, 239-279.
- [12] Gibson, W. C. (2021). *The method of moments in electromagnetics*. Chapman and Hall/CRC.
- [13] Newman, E. H. (1988). Simple examples of the method of moments in electromagnetics. *IEEE Transactions on Education*, 31(3), 193-200.
- [14] Booton, R. C. (1992). *Computational methods for electromagnetics and microwaves* (Vol. 1). Wiley-Interscience.
- [15] Davidson, D. B., & Aberle, J. T. (2004). An introduction to spectral domain method-of-moments formulations. *IEEE Antennas and propagation Magazine*, 46(3), 11-19.
- [16] Wang, J. J. (1991). *Generalized moment methods in electromagnetics: formulation and computer solution of integral equations*. Wiley-Interscience.
- [17] Ney, M. M. (1985). Method of moments as applied to electromagnetic problems. *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 33(10), 972-980.
- [18] Andersson, T. (1993). Moment-method calculations on apertures using basis singular functions. *IEEE transactions on Antennas and Propagation*, 41(12), 1709-1716.
- [19] Andersson, T. (1993). Moment-method calculations of scattering by a square plate using singular basis functions and multipole expansions. *Journal of electromagnetic waves and applications*, 7(1), 93-121.
- [20] Swanson, D. G., & Hoefer, W. J. (2003). *Microwave circuit modeling using electromagnetic field simulation*. Artech House.
- [21] Garg, R., Bahl, I., & Bozzi, M. (2013). *Microstrip lines and slotlines*. Artech house.
- [22] Chan, C. H., & Mittra, R. (1987). Comparative study of iterative techniques, moment method and spectral Galerkin approach for solving the problem of electromagnetic scattering by a rectangular plate. In *5th International Conference on Antennas and Propagation* (pp. 443-446).

- [23] Peterson, A. F., Wilton, D. R., & Jorgenson, R. E. (1996). Variational nature of Galerkin and non-Galerkin moment method solutions. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 44(4), 500-503.
- [24] Bahl, I. J., Bhartia, P., & Bhartia, P. (1980). *Microstrip antennas*. Artech house.
- [25] Katznelson, Y. (2004). *An introduction to harmonic analysis*. Cambridge University Press.
- [26] Leila, M. B. (2008). *Modélisation des structures planaires de formes régulières implantées sur substrat d'une anisotropie tensorielle* (Doctoral dissertation, Thèse de magister. Université de Constantine).
- [27] Lee, J. K., & Kong, J. A. (1983). Dyadic Green's functions for layered anisotropic medium. *Electromagnetics*, 3(2), 111-130.
- [28] Pettis, G. F. (2008). *Hertzian dipoles and microstrip circuits on arbitrarily oriented biaxially anisotropic media*. Syracuse University.
- [29] Eroglu, A., & Lee, J. K. (2007). Simplified formulation of dyadic Green's functions and their duality relations for general anisotropic media. *Progress In Electromagnetics Research*, 77, 391-408.
- [30] Krowne, C. (1984). Green's function in the spectral domain for biaxial and uniaxial anisotropic planar dielectric structures. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 32(12), 1273-1281.
- [31] Vegni, L., Cicchetti, R., & Capece, P. (1988). Spectral dyadic Green's function formulation for planar integrated structures. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 36(8), 1057-1065.
- [32] Collin, R. E. (1990). *Field theory of guided waves* (Vol. 5). John Wiley & Sons.
- [33] Stutzman, W. L., & Thiele, G. A. (2012). *Antenna theory and design*. John Wiley & Sons.
- [34] Braaten, B. D. (2009). *Modeling multiple printed antennas embedded in stratified uniaxial anisotropic dielectrics*. North Dakota State University.
- [35] Bertoluzza, S., Naldi, G., & Ravel, J. C. (1994). Wavelet methods for the numerical solution of boundary value problems on the interval. In *Wavelet Analysis and Its Applications* (Vol. 5, pp. 425-448). Academic Press.
- [36] Braaten, B. D. (2009). *Modeling multiple printed antennas embedded in stratified uniaxial anisotropic dielectrics*. North Dakota State University.
- [37] Dimas, C., Uzunoglu, N., & Sotiriadis, P. (2021). An efficient Point-Matching Method-of-Moments for 2D and 3D Electrical Impedance Tomography Using Radial Basis functions. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*.
- [38] Mohebbi, H. R., Shaker, J., Chaharmir, M. R., Sebak, A. R., & Ittipiboon, A. (2006, July). Mode matching and point matching techniques for dispersion curves of microstrip line

- structures. In *2006 12th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics and Canadian Radio Sciences Conference* (pp. 1-4). IEEE.
- [39] Yee, H. Y., & Audeh, N. F. (1965). Uniform waveguides with arbitrary cross-section considered by the point-matching method. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 13(6), 847-851.
- [40] Lewin, L. E. O. N. A. R. D. (1970). On the restricted validity of point-matching techniques. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 18(12), 1041-1047.
- [41] Aljamal, A., Gholami, R., Zheng, S., & Okhmatovski, V. (2019, October). Delta-Gap Source Excitation Model in Surface-Volume-Surface Electric Field Integral Equation for 3-D Interconnect Characterization. In *2019 IEEE 28th Conference on Electrical Performance of Electronic Packaging and Systems (EPEPS)* (pp. 1-3). IEEE.
- [42] Young, J. C., & Gedney, S. D. (2015, July). A delta gap source for locally corrected Nyström discretized integral equations. In *2015 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting* (pp. 965-966). IEEE.
- [43] Junker, G. P., Kishk, A. A., & Glisson, A. W. (1995). A novel delta gap source model for center fed cylindrical dipoles. *IEEE transactions on Antennas and Propagation*, 43(5), 537-540.
- [44] Compton, R. C., & Rutledge, D. B. (1985). Approximation techniques for planar periodic structures. *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 33(10), 1083-1088.
- [45] Okhmatovski, V. I., Morsey, J. D., & Cangellaris, A. C. (2004). Enhancement of the numerical stability of the adaptive integral method at low frequencies through a loop-charge formulation of the method-of-moments approximation. *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 52(3), 962-970.
- [46] I. Rana, & N. Alexopoulos, "Current distribution and input impedance of printed dipoles", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 29(1), 99-105, 1981.
- [47] Stutzman, W. L., & Thiele, G. A. (2012). *Antenna theory and design*. John Wiley & Sons.
- [48] Garg, R., Bhartia, P., Bahl, I. J., & Ittipiboon, A. (2001). *Microstrip antenna design handbook*. Artech house.
- [49] Braaten, B. D., Nelson, R. M., & Rogers, D. A. (2009, June). Mutual coupling between broadside printed dipoles embedded in stratified anisotropic dielectrics. In *2009 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium* (pp. 1-4). IEEE

CHAPITRE III

Effet de l'anisotropie uniaxial électrique et
magnétique sur les paramètres d'une antenne
dipôle

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons une analyse d'une antenne dipôle imprimé sur un substrat anisotrope de forme uniaxiale. Le travail porte sur l'étude des effets combinés des anisotropies électriques et magnétiques uniaxiales sur l'impédance d'entrée, la longueur de résonance, la distribution des champs et le couplage mutuel entre deux dipôles. La première étape consiste à déterminer les expressions des champs dans la couche anisotrope de la structure dans le domaine spectral par le développement analytique des équations de Maxwell en tenant compte des propriétés complexes du milieu (relations constitutives). On envisage d'appliquer des conditions aux limites appropriées à l'interface du substrat conducteur, afin de déterminer les expressions exactes des fonctions de Green dans le domaine de Fourier. Sur la base de la dérivation des fonctions de Green, l'équation intégrale obtenue est résolue numériquement en utilisant la méthode des moments.

Afin de valider la méthode de calcul et le code informatique développé, les résultats numériques sont comparés aux données disponibles dans la littérature traitant de cas spécifiques d'anisotropie électrique uniaxiale ; de bons accords ont été rapportés. Des résultats nouveaux et originaux des effets de l'anisotropie uniaxiale sont présentés et discutés. Ce travail servira de point de départ pour d'autres travaux.

III.2 Formulation analytique

La figure III.1 indique la structure considérée dans cette analyse, une antenne dipôle de longueur L et de largeur W . La configuration de la figure III.1a est utilisée pour déterminer l'effet de la couche anisotrope uniaxiale sur l'impédance d'entrée et la distribution des champs électrique et magnétique. La configuration de la figure III.1b est adoptée pour l'étude du couplage mutuel entre les dipôles imprimés. La direction de propagation est dirigée le long de l'axe z et est considérée comme l'axe optique.

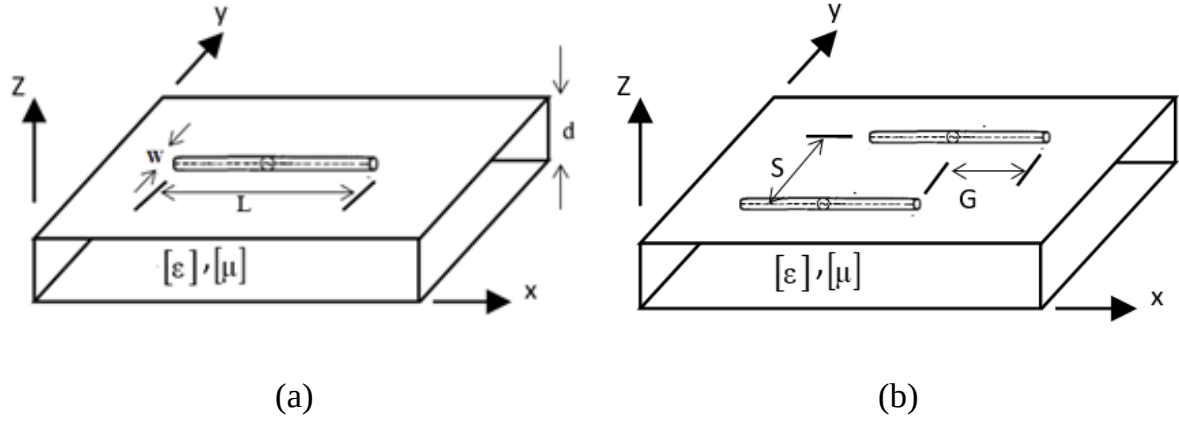


Figure III.1 : (a) Structure d'une antenne dipôle imprimée (b) Géométrie des configurations de couplage mutuel.

Dans cette analyse, l'anisotropie de la permittivité uniaxiale et de la perméabilité est donnée par les expressions suivantes, respectivement :

$$[\epsilon] = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_t & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_t & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.1})$$

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_t & 0 & 0 \\ 0 & \mu_t & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.2})$$

Souvenons-nous des relations constitutives pour un milieu anisotrope [1-4].

$$\vec{D} = \epsilon_0 [\epsilon] \vec{E} \quad (\text{III.3})$$

$$\vec{B} = \mu_0 [\mu] \vec{H} \quad (\text{III.4})$$

III.2.1 Equation d'onde et expressions des composantes du champ électromagnétique

Tout d'abord, en supposant la dépendance temporelle $e^{j\omega t}$ des champs et en appliquant les équations de Maxwell dans le domaine de Fourier avec les hypothèses $\partial/\partial x \equiv -j\alpha$ et $\partial/\partial y \equiv -j\beta$, nous obtenons sous forme matricielle compacte :

$$\begin{bmatrix} j\beta\tilde{E}_z - \frac{\partial\tilde{E}_y}{\partial z} \\ \frac{\partial\tilde{E}_x}{\partial z} - j\alpha\tilde{E}_z \\ j\alpha\tilde{E}_y - j\beta\tilde{E}_x \end{bmatrix} = -j\omega\mu_0 \begin{bmatrix} \mu_t & 0 & 0 \\ 0 & \mu_t & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{H}_x \\ \tilde{H}_y \\ \tilde{H}_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.5})$$

$$\begin{bmatrix} j\beta\tilde{H}_z - \frac{\partial\tilde{H}_y}{\partial z} \\ \frac{\partial\tilde{H}_x}{\partial z} - j\alpha\tilde{H}_z \\ j\alpha\tilde{H}_y - j\beta\tilde{H}_x \end{bmatrix} = j\omega\varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_t & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_t & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \\ \tilde{E}_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.6})$$

Le système précédent III.5 et III.6, peut être écrit comme un système linéaire de six équations. Après un simple arrangement, nous obtenons :

$$\frac{\partial\tilde{E}_x}{\partial z} = j\alpha\tilde{E}_z - j\omega\mu_0\mu_t\tilde{H}_y \quad (\text{III.7})$$

$$\frac{\partial\tilde{E}_y}{\partial z} = j\beta\tilde{E}_z + j\omega\mu_0\mu_t\tilde{H}_x \quad (\text{III.8})$$

$$\frac{\partial\tilde{H}_x}{\partial z} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_t\tilde{E}_y + j\alpha\tilde{H}_z \quad (\text{III.9})$$

$$\frac{\partial\tilde{H}_y}{\partial z} = -j\omega\varepsilon_0\varepsilon_t\tilde{E}_x + j\beta\tilde{H}_z \quad (\text{III.10})$$

$$\alpha\tilde{E}_y - \beta\tilde{E}_x = -\omega\mu_0\mu_z\tilde{H}_z \quad (\text{III.11})$$

$$\alpha\tilde{H}_y - \beta\tilde{H}_x = \omega\varepsilon_0\varepsilon_z\tilde{E}_z \quad (\text{III.12})$$

III.2.2 Expressions des composantes transversales

Dans cette étape, nous exprimons les composantes transversales $\tilde{E}_x$, $\tilde{E}_y$, $\tilde{H}_x$ et $\tilde{H}_y$ en fonction des composantes longitudinales $\tilde{E}_z$ et $\tilde{H}_z$, et nous allons dans ce qui suit dériver les deux systèmes (III.11) et (III.12), et substituer les équations (III.7, III.8) et (III.9, III.10), respectivement, nous obtenons :

$$\alpha\tilde{E}_x + \beta\tilde{E}_y = j\frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t}\frac{\partial\tilde{E}_z}{\partial z} \quad (\text{III.13})$$

$$\alpha\tilde{H}_x + \beta\tilde{H}_y = j\frac{\mu_z}{\mu_t}\frac{\partial\tilde{H}_z}{\partial z} \quad (\text{III.14})$$

Le regroupement des équations (III.11- III.14) sous forme matricielle mène à :

$$\tilde{E}_x = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left(j\alpha\frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t}\frac{\partial\tilde{E}_z}{\partial z} + \beta\omega\mu_0\mu_z\tilde{H}_z \right) \quad (\text{III.14})$$

$$\tilde{E}_y = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left(j\beta\frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t}\frac{\partial\tilde{E}_z}{\partial z} - \alpha\omega\mu_0\mu_z\tilde{H}_z \right) \quad (\text{III.15})$$

$$\tilde{H}_x = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left(-\beta\omega\varepsilon_0\varepsilon_z\tilde{E}_z + j\alpha\frac{\mu_z}{\mu_t}\frac{\partial\tilde{H}_z}{\partial z} \right) \quad (\text{III.16})$$

$$\tilde{H}_y = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left(\alpha\omega\varepsilon_0\varepsilon_z\tilde{E}_z + j\beta\frac{\mu_z}{\mu_t}\frac{\partial\tilde{H}_z}{\partial z} \right) \quad (\text{III.17})$$

III.2.3 Equation d'ondes

La propagation du champ électromagnétique guidé dans le milieu anisotrope considéré est décrite en termes de superposition des modes TM et TE découpler. Les composantes longitudinales déduites du champ électromagnétique des modes TE et TM satisfont l'équation d'onde différentielle homogène du second degré suivant [5]:

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial z^2} - \gamma_e^2 \tilde{E}_z = 0 \quad (\text{III.18})$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{H}_z}{\partial z^2} - \gamma_h^2 \tilde{H}_z = 0 \quad (\text{III.19})$$

γ_e^2 et γ_h^2 représentent les constants complexes de propagation des modes transversaux TM et TE, respectivement. Les relations de dispersion sont les suivantes :

$$\gamma_e = \sqrt{\left(\frac{\epsilon_t}{\epsilon_z} (\alpha^2 + \beta^2) - \kappa_0^2 \epsilon_t \mu_t \right)} \quad (\text{III.20})$$

$$\gamma_h = \sqrt{\left(\frac{\mu_t}{\mu_z} (\alpha^2 + \beta^2) - \kappa_0^2 \epsilon_t \mu_t \right)} \quad (\text{III.21})$$

Par la suite, cherchons les solutions des deux équations différentielles (III.20) et (III.21). Les composantes longitudinales $\tilde{E}_z$ et $\tilde{H}_z$ dans la région guidée admettent les formes données par les expressions suivantes :

$$\tilde{E}_z(\gamma_e, z) = A_e \cosh(\gamma_e z) + B_e \sinh(\gamma_e z) \quad (\text{III.22})$$

$$\tilde{H}_z(\gamma_h, z) = A_h \sinh(\gamma_h z) + B_h \cosh(\gamma_h z) \quad (\text{III.23})$$

Où A_e, B_e, A_h et B_h sont des constantes complexes.

En revanche, pour la région située au-dessus du substrat (air), les composantes spectrales sont des ondes décroissantes avec z , pour lesquelles les solutions suivantes sont supposées [6] :

$$\tilde{E}_{z_air}(\gamma_0, z) = C_e e^{-\gamma_0(z-d)} \quad (\text{III.24})$$

$$\tilde{H}_{z_air}(\gamma_0, z) = C_h e^{-\gamma_0(z-d)} \quad (\text{III.25})$$

où

$$\gamma_0 = \sqrt{(\alpha^2 + \beta^2) - \kappa_0^2} \quad (\text{III.26})$$

C_e et C_h sont des constantes complexes. Pour déterminer les constants complexes apparaissant dans les expressions des composantes du champ électromagnétique, on utilise les conditions aux limites. L'application de (III.14) -(III.17) aux problèmes de conducteurs imprimés dans un matériau anisotrope stratifié sera examinée dans les sections suivantes.

III.3 Évaluation du tenseur de Green

Le patch conducteur est supposé avoir un courant inconnu $\tilde{J}$. Toutes les composantes transversales $\tilde{E}_x$, $\tilde{E}_y$, $\tilde{H}_x$ et $\tilde{H}_y$ sont exprimées en termes des composantes longitudinales $\tilde{E}_z$ et $\tilde{H}_z$ dans les deux régions. Les conditions aux limites de (III.27) -(III.31) seront appliquées pour déterminer les coefficients dans les expressions de champ. Ce processus de substitution et de résolution des coefficients est assez long. Pour cette raison, seuls les résultats sont présentés ici.

III.3.1 Conditions aux limites

Pour le problème de la figure III.1, les conditions aux limites tangentielles suivantes sont appliquées :

à $z=0$:

$$\tilde{E}_{x1} = \tilde{E}_{y1} = 0 \quad (\text{III.27})$$

à $z=d$:

$$\tilde{E}_{x1} = \tilde{E}_{x2} \quad (\text{III.28})$$

$$\tilde{E}_{y1} = \tilde{E}_{y2} \quad (\text{III.29})$$

$$\tilde{H}_{y2} - \tilde{H}_{y1} = \tilde{J}_x \quad (\text{III.30})$$

$$\tilde{H}_{x1} - \tilde{H}_{x2} = \tilde{J}_y \quad (\text{III.31})$$

Des analyses algébriques détaillées des équations mathématiques résultantes conduisent à la formulation du champ électrique estimé à l'interface entre les deux milieux en fonction des densités de courant $\tilde{J}_x$ et $\tilde{J}_y$. Les éléments du tenseur de Green sont obtenus et disposés de manière à satisfaire le système d'équations suivant [7] [8].

$$\tilde{E}_x = \tilde{G}_{xx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{xy} \tilde{J}_y \quad (\text{III.32})$$

$$\tilde{E}_y = \tilde{G}_{yx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{yy} \tilde{J}_y \quad (\text{III.33})$$

Dans l'analyse de la configuration des structures dipolaires étroites, le cas étudié ici, la densité de courant transversale dans la direction y est généralement négligée, car on suppose que la largeur de la bande est très petite [7]. Par conséquent, seule la fonction de Green $\tilde{G}_{xx}$ est présentée, car les autres n'interviennent pas dans les calculs.

$$\tilde{G}_{xx} = \frac{-j}{\omega \epsilon_0 (\alpha^2 + \beta^2)} \left[\frac{\alpha^2 \gamma_0 \gamma_e}{(\gamma_0 \epsilon_t \coth(\gamma_e d) + \gamma_e)} - \frac{\beta^2 \kappa_0^2 \mu_t}{(\gamma_h \coth(\gamma_h d) + \mu_t \gamma_0)} \right] \quad (\text{III.34})$$

Nous confirmons d'abord la validité de nos calculs théoriques. Nous notons qu'en ajustant la perméabilité relative $[\mu]=1$ avec un petit réarrangement des termes de l'expression de $\tilde{G}_{xx}$, nous obtenons exactement l'expression pour le cas isotrope donnée dans [9] - [10].

Maintenant, les équations des opérateurs linéaires sont définies, la matrice d'impédance $\tilde{Z}_{mn}$ de la méthode des moments spectrale est exprimée par l'équation intégrale de Sommerfeld, qui apparaît dans l'équation finale (III.35), la méthode de Galerkin est utilisée. Les détails sont mentionnés dans le chapitre 2.

$$\langle w_{xm}(x, y), E_x(x, y, z) \rangle = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=1}^N I_{xn} \underbrace{\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} [\tilde{w}_{xm}(-\alpha, -\beta) \tilde{G}_{xx}(\alpha, \beta) \tilde{J}_{xn}(\alpha, \beta)] d\alpha d\beta}_{\tilde{Z}_{mn}} \quad (\text{III.35})$$

III.3.2 Choix des fonctions de base

Les fonctions de base définies sont celles du dipôle imprimé de la figure 1. Comme les surfaces conductrices dans cette structure sont plates, une fonction de base sinusoïdale bidimensionnelle par morceaux (PWS) est choisie. On suppose que le courant sur le dipôle de la figure 1 ne varie pas avec la largeur W du conducteur, mais seulement avec sa longueur L . Par conséquent, les hypothèses de fils minces sont appliquées. Cela permet à la PWS d'être constante par rapport à l'axe des y et de varier de manière sinusoïdale par rapport à l'axe des x , comme le montre la figure III.2. Elles sont définies comme suit [11] :

$$\tilde{J}_{xn}(x', y') = \begin{cases} \frac{\sin[k(\Delta x - x_{xn} + x')]}{\sin(k\Delta x)} U(y') & x_{xn} - d \leq x' \leq x_n \\ \frac{\sin[k(\Delta x - x' + x_{xn})]}{\sin(k\Delta x)} U(y') & x_{xn} \leq x' \leq x_n + d \\ 0, & \text{autrement} \end{cases} \quad (\text{III.36})$$

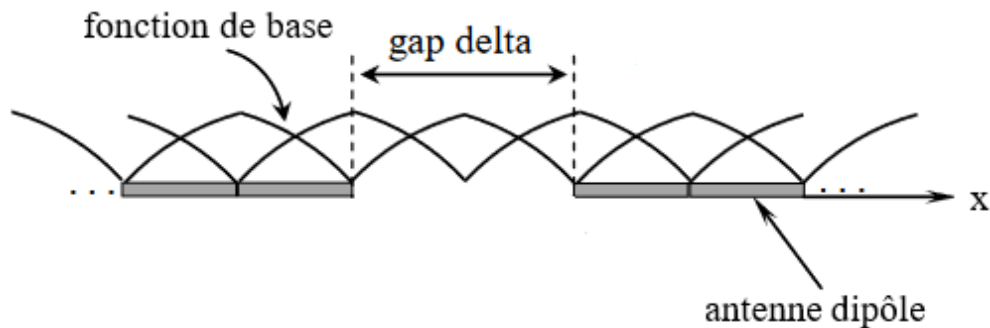


Figure III.2 : Fonction de base sinusoïdale bidimensionnelle par morceaux (PWS).

La transformée de Fourier bidimensionnelle définie dans (II.16) sera appliquée à (III.36) pour déterminer la fonction de base dans le domaine de la transformée. Cela donne [11] :

$$\tilde{J}_{xn}(\alpha, \beta) = \frac{2}{\sin(k\Delta x)} \left(\frac{1}{k + \alpha} + \frac{1}{k - \alpha} \right) e^{-j\alpha x_{xn}} \sin\left(\frac{\Delta x(k + \alpha)}{2}\right) \sin\left(\frac{\Delta x(k - \alpha)}{2}\right) * \\ e^{-j\beta y_{xn}} \frac{\Delta y \sin\left(\beta \frac{\Delta y}{2}\right)}{\left(\beta \frac{\Delta y}{2}\right)} e^{-j\beta \frac{\Delta y}{2}} \quad (III.37)$$

Où Δy a été substitué à W pour généraliser l'expression. Notez que la dernière expression est sous la forme d'une fonction sinc et doit être définie à l'origine.

Ceci peut maintenant être substitué directement (III.37) dans (III.35) et ensuite utilisé pour représenter le courant inconnu dans le domaine spectral. L'intégration numérique devra être adaptée pour éviter les pôles.

III.3.3 Intégration numérique

La matrice d'impédance a été exprimée par l'équation à double intégration de Sommerfeld (III.35). C'est une question qu'il nous est difficile de penser à évaluer analytiquement. Nous devons donc utiliser des méthodes numériques qui sont mises en œuvre sous forme de codes de calcul développés sous l'environnement Matlab R2018a. De plus, il existe de multiples pôles dans les fonctions à intégrer numériquement dans le domaine spectral. Il est très important que ces pôles soient évités par le parcours d'intégration. L'intégrale numérique est l'une des branches mathématiques qui font le lien entre les mathématiques analytiques et les ordinateurs. Une variété de techniques sont appliquées pour résoudre l'intégration numérique. [12]-[14] proposent une technique d'extraction de la zone autour du pôle de l'intervalle d'intégration et évaluer analytiquement en utilisant une technique de développement en série de Taylor. Une technique de transformation partielle ou entière du plan d'intégration du système de coordonnées est proposée dans [11]. En outre, certaines techniques proposent de déformer le chemin d'intégration selon les parcours C1, C2 ou

C3 (Figure III.3) [15]-[17]. D'autres utilisent des formes asymptotiques telle que celle utilisée dans [18].

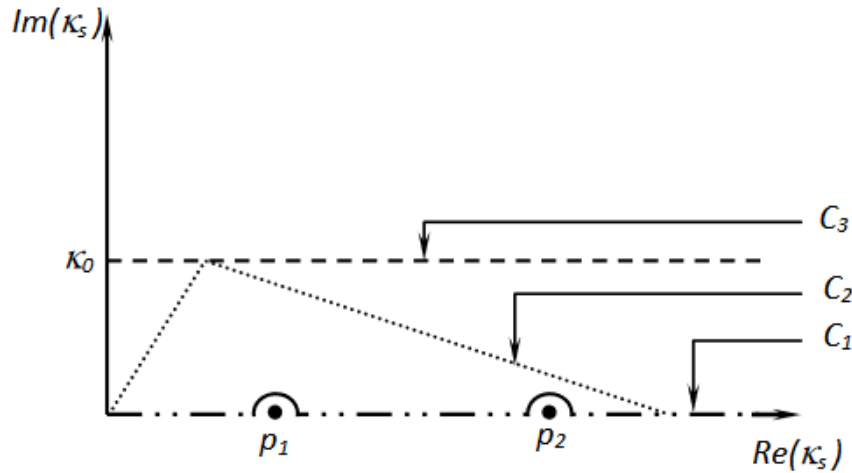


Figure III.3 : Adaptation du parcours d'intégration.

Les intégrales doubles sont parfois beaucoup plus faciles à évaluer si l'on change les coordonnées rectangulaires en coordonnées polaires. Afin d'améliorer l'efficacité de nos calculs, nous avons opté pour la technique de la transformation partielle du plan d'intégration dans le système de coordonnées polaires. Dans un système de coordonnées rectangulaires, nous traçons les points en fonction d'une paire ordonnée (x, y) . Dans le système de coordonnées polaires, la paire ordonnée sera désormais (α, β) . La première étape pour l'intégration numérique est de définir le plan (α, β) sur lequel l'intégration numérique des fonctions d'immittances spectrales est effectuée. Dans la transformée de Fourier, la variable x est associée à la variable α et la variable y est associée à la variable β . Ensuite, les pôles sont exprimés par un nombre entier quelconque correspondant aux zéros des termes au dénominateur de la fonction de Green (III.34). La localisation de ces pôles a conduit à l'utilisation de l'intégration polaire de l'origine à un certain cercle. Puis l'intégration rectangulaire est effectuée sur le reste du plan. Par exemple, le premier pôle se situe quelque part entre k^+ et k^- . Ainsi, la localisation de ce pôle a conduit à utiliser l'intégration polaire de l'origine au cercle de rayon k , l'intégration rectangulaire s'effectue sur le reste du plan.

III.4 Résultats numériques

Dans cette étape de notre étude théorique, l'antenne dipôle a été principalement examinée. Les sections suivantes présentent les résultats numériques d'un dipôle imprimé dans un diélectrique anisotrope. Dans chaque section, les résultats sont d'abord présentés suivis d'une discussion, une validation du code de calcul, élaboré en Matlab-R2018a, est effectuée par une comparaison avec la littérature publiée.

III.4.1 Évaluation de l'impédance d'entrée

III.4.1.1 Validation

La première étape consiste à valider les résultats. Des calculs d'une structure dipôle sur une structure anisotrope uniaxiale ont été effectués. Les résultats ont été comparés avec succès avec ceux publiés. Nous avons initialement considéré les cas isotrope et anisotrope uniaxial ($\epsilon_t = \epsilon_z = 3.25$, et $\mu_t = \mu_z = 1$), et ($\epsilon_t = 3.14$, $\epsilon_z = 5.12$, et $\mu_t = \mu_z = 1$), respectivement.

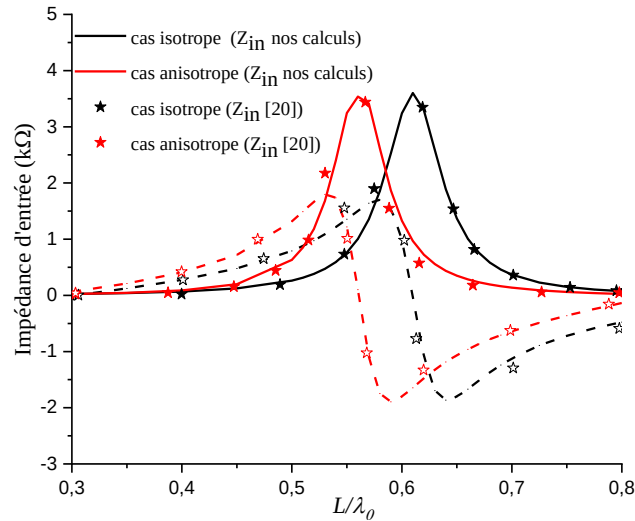


Figure III.4 : Impédance d'entrée du dipôle imprimé sur des couches isotropes et anisotropes.

La figure III.4 montre l'impédance d'entrée (lignes continues pour les parties réelles de l'impédance et lignes discontinues pour les parties imaginaires) d'un dipôle planaire de largeur $W = 0,0004\lambda_0$ en fonction de la longueur normalisée L/λ_0 . Le

dipôle est imprimé sur un substrat diélectrique anisotrope d'épaisseur $d = 0.1060\lambda_0$. Ces résultats représentent une étape de validation de la précision de nos calculs pour les substrats isotropes et anisotropes. La représentation montre un bon accord avec les données rapportées dans [19][20]. Dans [20], seuls les cas d'anisotropie électrique ont été considérés et aucune discussion sur l'effet de cette composante n'a été effectuée.

III.4.2 Effet de l'anisotropie uniaxiale électrique et magnétique sur l'impédance d'entrée

Le problème suivant, évaluer la fréquence de résonance et l'impédance d'entrée ont été déterminés pour diverses valeurs de substrat d'anisotropie uniaxiale électrique et magnétique. La figure III.5 montrée l'effet de ε_z sur l'impédance d'entrée. Il consiste à décaler la longueur de résonance de l'antenne dipôle avec un léger changement de son pic, tandis que les effets ε_t significatifs du module de l'impédance d'entrée avec une augmentation de son pic, où il est doublé, de $3\text{k}\Omega$ pour $\varepsilon_t = 3.25$ et $\varepsilon_z = 2.25$ à $6\text{k}\Omega$ pour $\varepsilon_t = 2.25$ et $\varepsilon_z = 3.25$, le tout avec un léger décalage de la longueur de résonance (Fig. III.6).

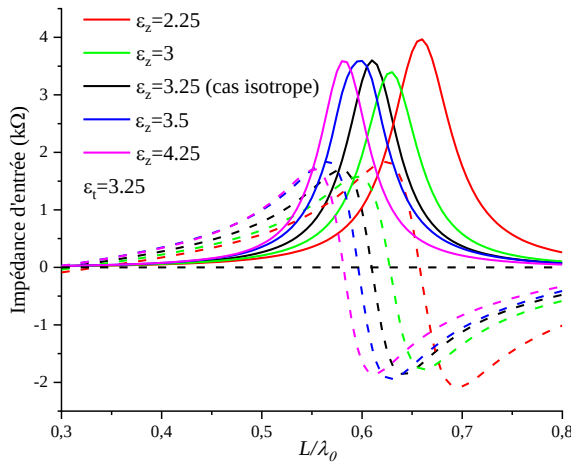


Figure III.5 : Parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée pour différentes valeurs de ε_z .

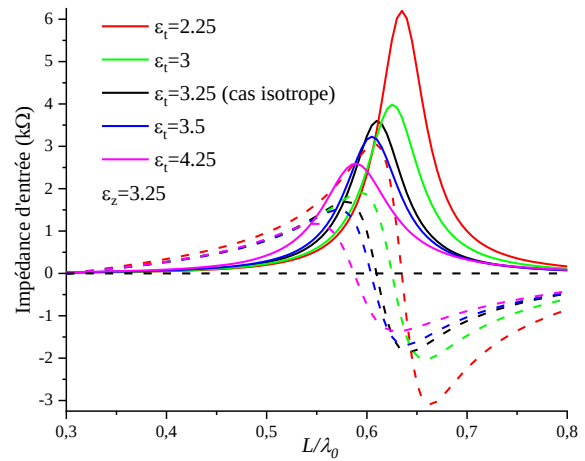


Figure III.6 : Parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée pour différentes valeurs de ε_t .

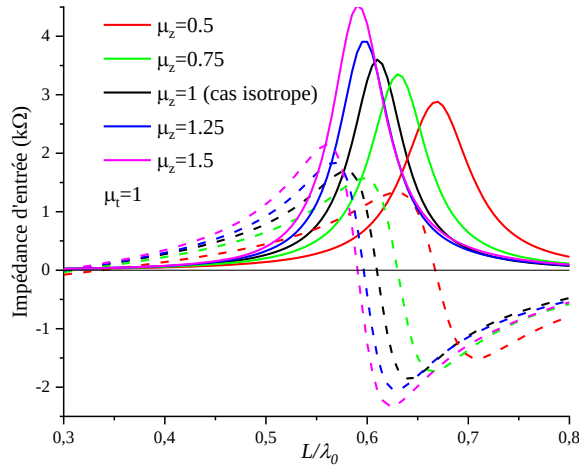


Figure III.7 : Parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée pour différentes valeurs de μ_z .

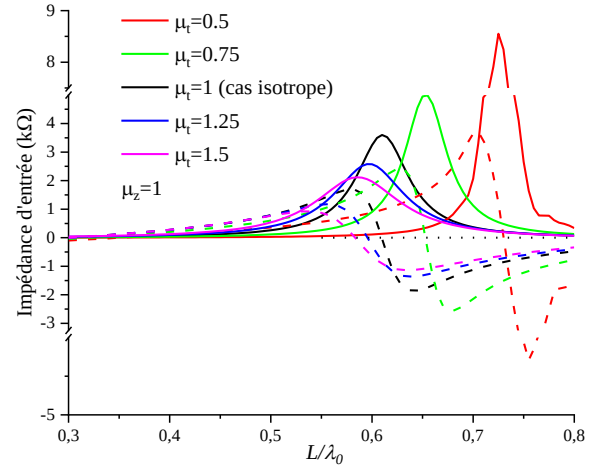


Figure III.8 : Parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée pour différentes valeurs de μ_t .

Dans les figures. III.7 et III.8, l'effet des deux composantes de perméabilité μ_z et μ_t ne ressemble pas à celui des composantes de permittivité ε_z et ε_t . Une augmentation de μ_z se traduit par une augmentation du pic de l'impédance d'entrée, avec une diminution de la fréquence de résonance. L'effet de la composante de perméabilité μ_t est inversé dans ce cas, où une augmentation de la composante μ_t conduit à une augmentation significative de la fréquence de résonance avec une diminution de la valeur de crête de l'impédance d'entrée. Les conditions limites imposées par la structure, le choix de l'anisotropie uniaxiale le long d'un axe optique donné et les dimensions du dipôle font que le tenseur de Green (qui relie le champ électrique et la densité de courant) est lié de manière asymétrique aux quatre paramètres constitutifs (ε_t , ε_z , μ_t et μ_z). Ceci peut expliquer la différence enregistrée entre les effets de ces composantes par rapport à l'autre.

III.4.2.1 Effet de l'anisotropie électrique et magnétique uniaxiale sur la fréquence de résonance.

Les figures III.9 et III.10 présentent l'effet des quatre éléments de l'anisotropie uniaxiale électrique et magnétique sur la fréquence de résonance. Les valeurs de cette dernière ont été obtenues à partir de l'impédance d'entrée en faisant varier

respectivement $[\varepsilon]$ et $[\mu]$, et en calculant la fréquence de résonance correspondante qui correspond au passage par zéro de la courbe de réactance (partie imaginaire) [21][22].

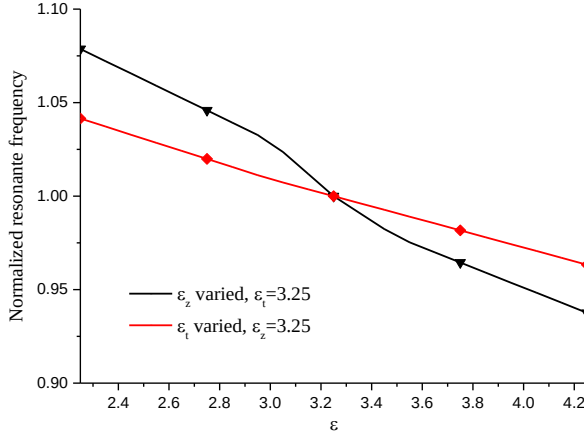


Figure III.9 : Fréquence de résonance normalisée pour différentes valeurs de $[\varepsilon]$.

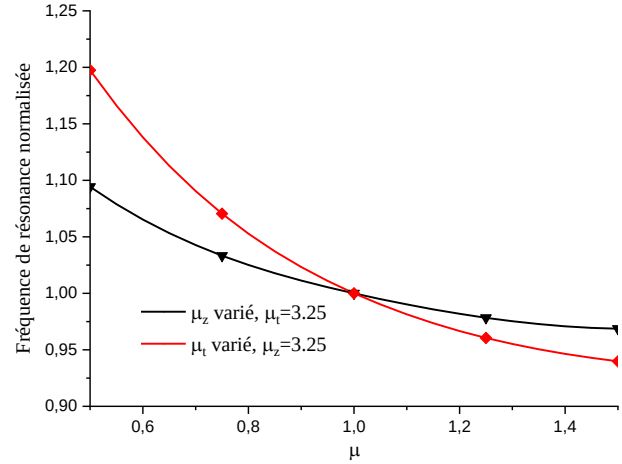


Figure III.10 : Fréquence de résonance normalisée pour différentes valeurs de $[\mu]$.

Il est montré que la fréquence de résonance diminue significativement comme la valeur de la permittivité ε_z et μ_t sont augmentés. En particulier, la fréquence de résonance est principalement affectée par la composante z de la permittivité et la composante perpendiculaire de la perméabilité μ_t . Ceci est dû au fait que le mode dominant est présent, qui a une composante de champ dans le substrat dans la direction z [19][20].

III.4.3 Évaluation le couplage mutuel entre deux dipôles imprimés

Le problème suivant consistait à étudier le couplage mutuel entre deux dipôles imprimés. Le problème de la figure III.1b. a été utilisé pour calculer le couplage mutuel entre ces dipôles imprimés. Le problème consistait en deux dipôles imprimés de longueur L et de largeur W sur un substrat anisotrope. La séparation entre les dipôles le long des axes x et y est représentée par les variables G et S, respectivement.

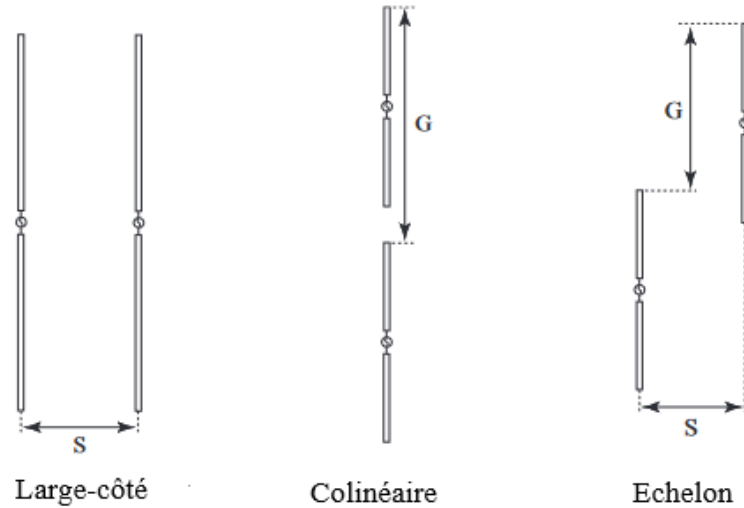


Figure III.11 : Les configurations large-côté, colinéaire et échelon.

Le couplage mutuel entre les deux dipôles imprimés a été calculé pour différentes valeurs de S , G , $[\varepsilon]$ et $[\mu]$. On a ensuite fait varier la séparation entre les dipôles pour les configurations large-côté, colinéaire et échelon. Un exemple de ces trois configurations est illustré à la figure III.11.

III.4.3.1 Validation

Dans cette sous-section, nous étudions la prise en compte du couplage mutuel pour trois cas de configurations géométriques. Des calculs approfondis ont été effectués impliquant une structure dipôle imprimée sur une structure anisotrope uniaxiale. Les résultats de ces calculs ont été comparés avec succès aux résultats publiés.

Dans ces cas, les dipôles de la figure 1.b ont une longueur de 150 mm, une largeur de 0,5 mm et une fréquence de source de 500 MHz. Les figures III.12 présentent le couplage mutuel entre les dipôles imprimés selon les configurations colinéaire, échelon et large-côté. Ces résultats représentent une validation de la précision des calculs du présent travail pour les substrats isotropes et anisotropes. La représentation montre de bons accords avec les résultats rapportés dans [23].

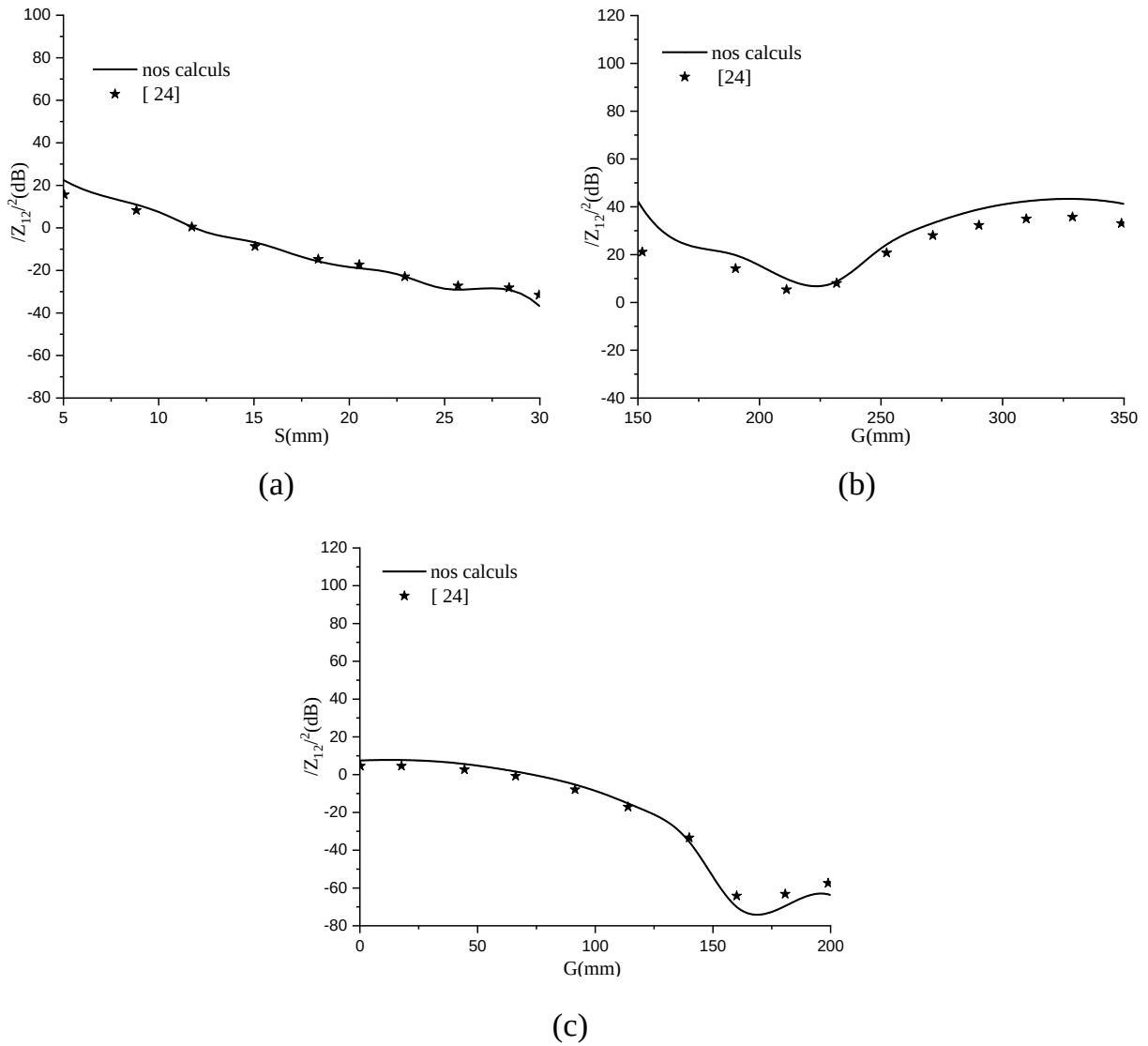


Figure III.12 : Comparaison des résultats calculés avec ceux de [23]. Couplage mutuel, (a) large- côté configurations, (b) colinéaire configurations, (c)échelon configurations.

III.4.3.2 Effet de l'anisotropie uniaxiale électrique et magnétique sur le couplage mutuel

Des calculs d'impédance mutuelle entre deux dipôles imprimés ont été effectués dans trois configurations principales : 1) large-côté, 2) colinéaire et 3) échelon. Dans ces cas, les dipôles de la figure III.1b ont une longueur de 15 cm, une largeur de 0.05 cm et une fréquence de source de 500 MHz.

Le couplage mutuel est le plus important pour les valeurs anisotropes de $\varepsilon_t = 3.25$ et $\varepsilon_z = 2.25$, et le plus faible pour $\varepsilon_t = 3.25$ et $\varepsilon_z = 4.25$, tandis que pour la composante ε_t , elle n'a pas d'effet significatif (Fig. III.13a et 13b).

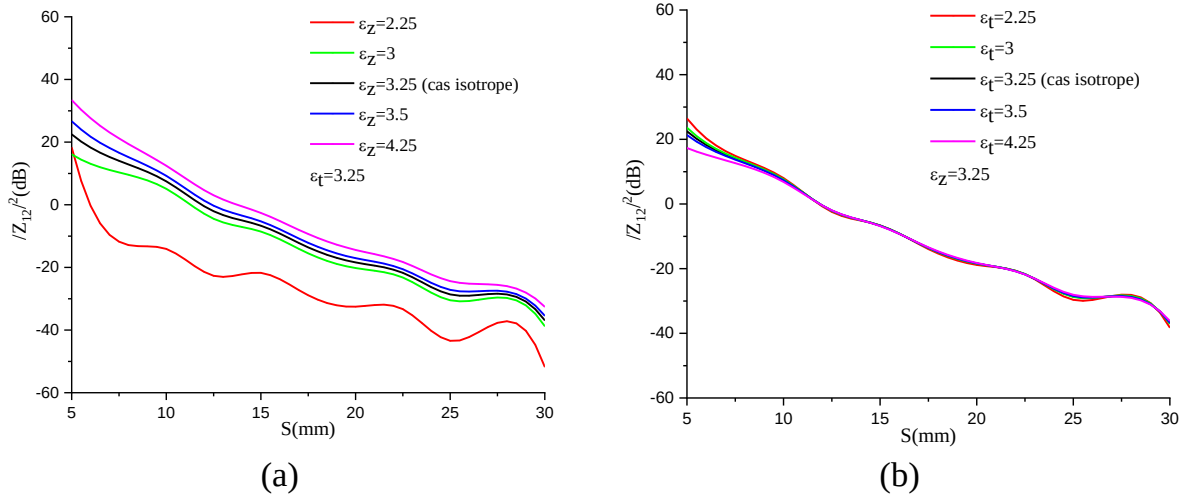


Figure III.13 : Couplage mutuel configuration large- côté pour différentes valeurs de (a) ε_z , (b) ε_t .

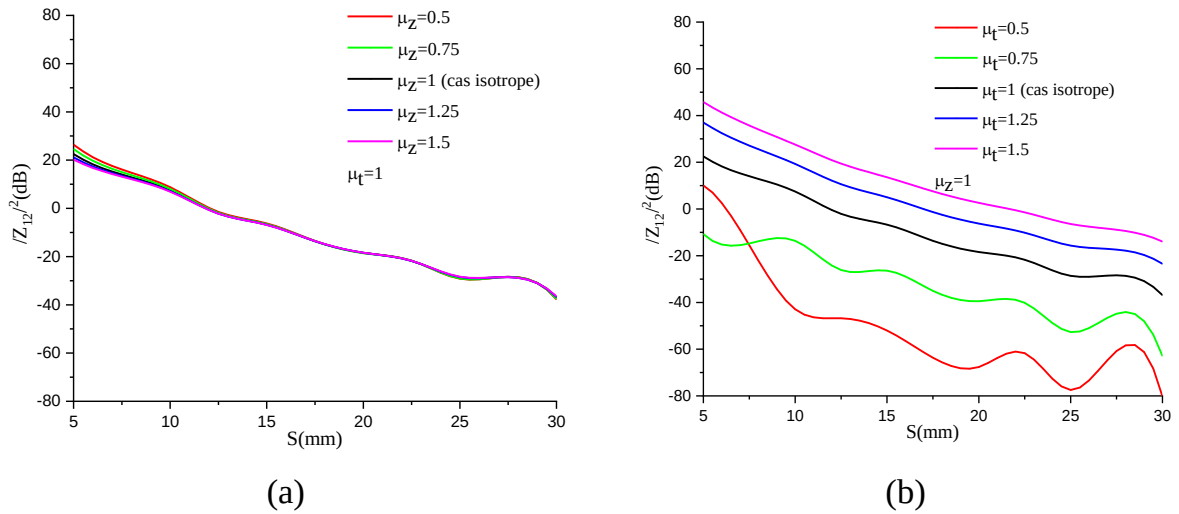


Figure III.14 : Couplage mutuel en configuration large- côté pour différentes valeurs de (a) μ_z , (b) μ_t .

L'effet des deux composantes de l'anisotropie magnétique uniaxiale μ_t et μ_z est inversé dans ce cas par rapport à l'anisotropie électrique uniaxiale ; ceci est bien illustré dans les figure III.14a et b.

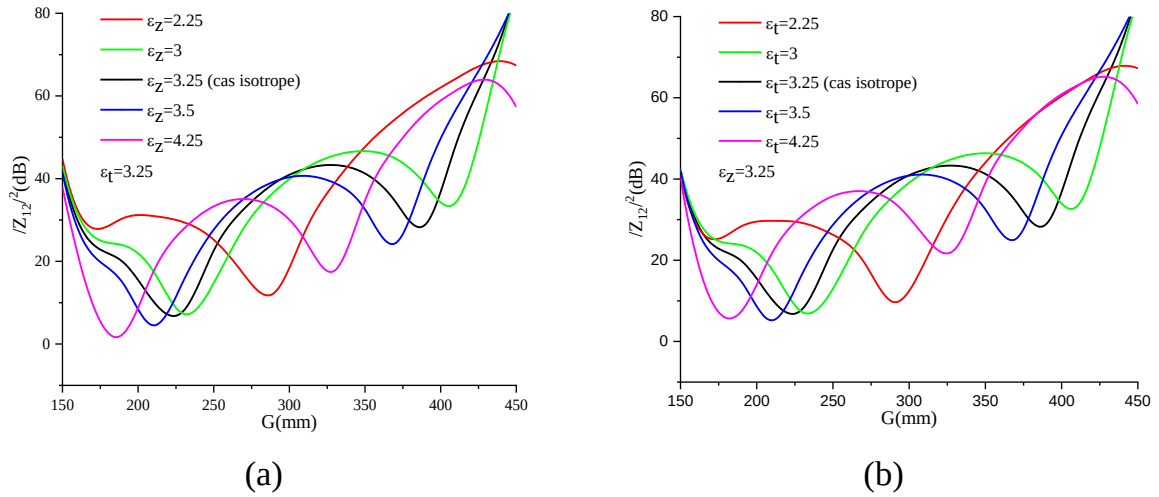


Figure III.15 : Couplage mutuel en configuration colinéaire pour différentes valeurs de (a) ϵ_z , (b) ϵ_t .

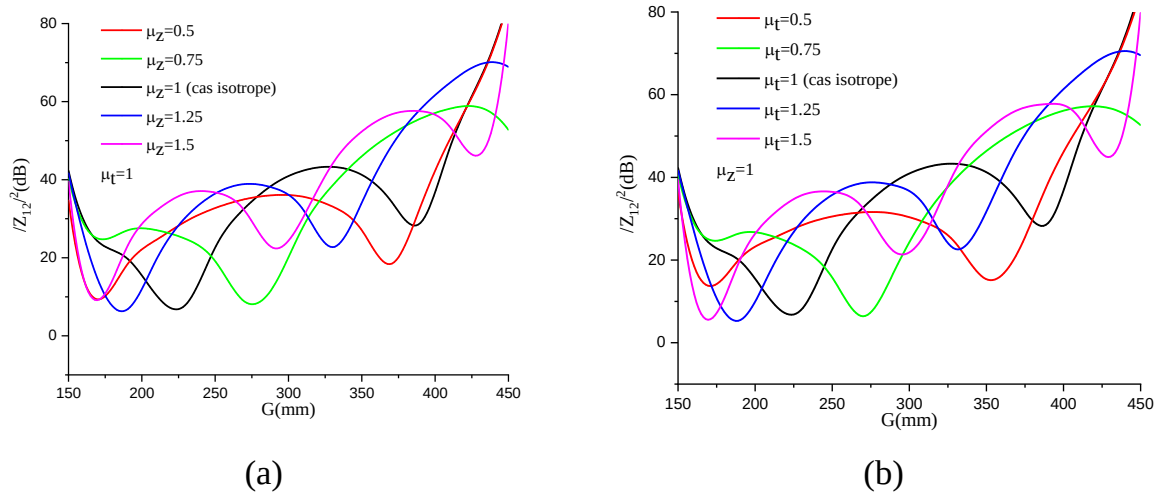


Figure III.16 : Couplage mutuel en configuration colinéaire pour différentes valeurs de (a) μ_z , (b) μ_t .

Les figures III.15 et III.16 montrent l'impédance mutuelle pour le cas colinéaire tracée en fonction de la distance de séparation G pour différents éléments d'anisotropie magnétique et électrique uniaxiales. Le couplage mutuel décroît très lentement avec G . La période d'oscillation de l'impédance mutuelle obtenue à partir de la figure III.15 et III.16 est de 150 mm pour le cas isotrope, cette valeur est en accord avec celle rapportée dans [23]. Cet accord est excellent et confirme que le couplage mutuel pour la configuration colinéaire est uniquement dû au mode TM des ondes de surface [23]. L'origine du comportement de couplage mutuel pour de petites valeurs de G est due au champ de zone proche des dipôles. Ceci est dû au mode dominant dans le substrat sans

fréquence de coupure. Cela peut également expliquer l'effet faible et similaire des quatre éléments constitutifs. Cet accord est bon et montre que le couplage en disposition colinéaire est dominé par le mode TM des ondes de surface. Cela est dû au fait que la plupart de la puissance des ondes de surface transportée par ce mode circule à l'intérieur du substrat diélectrique [23].

Dans la configuration en échelon, les calculs de couplage mutuel en fonction de l'espacement G sont présentés à la figure III.18 pour différentes longueurs de dipôles. Pour $G = 0$, les deux dipôles sont dans la configuration large- côté, tandis que pour des distances plus grandes, les dipôles sont approximativement colinéaires.

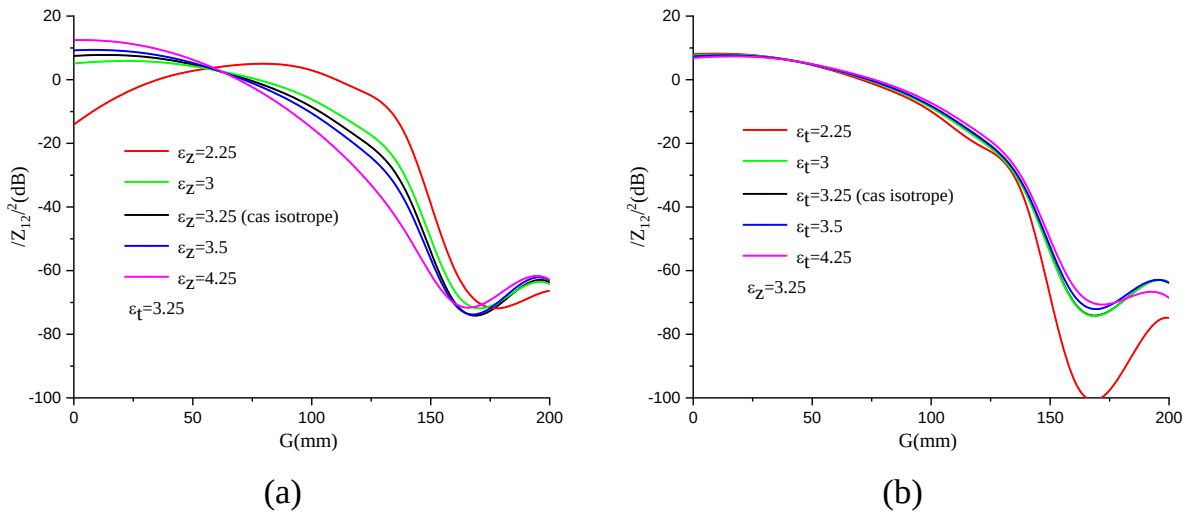


Figure III.17 : Couplage mutuel en configuration échelon pour différentes valeurs de (a) ϵ_z , (b) ϵ_t .

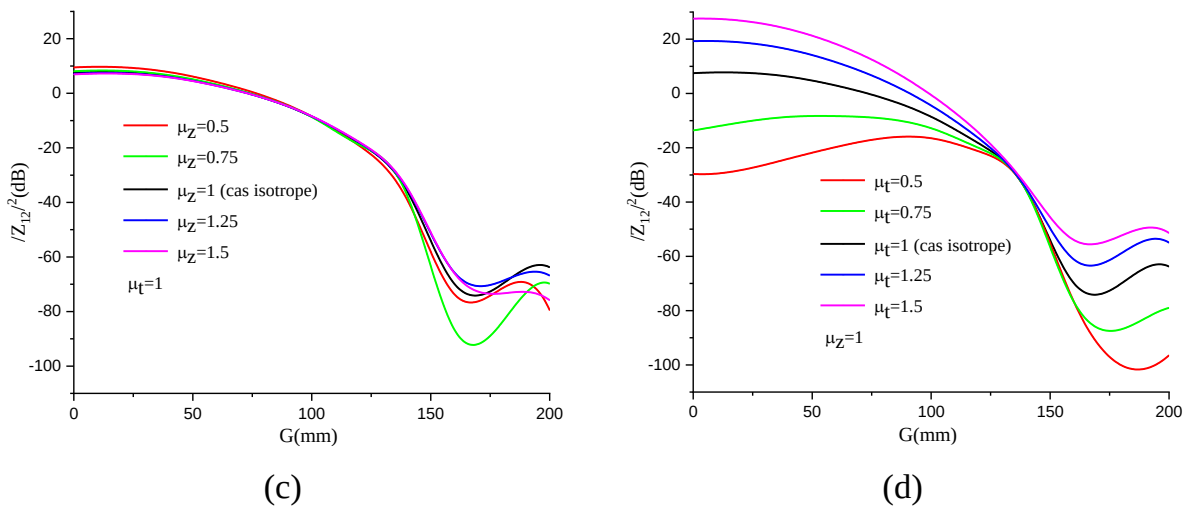


Figure III.18 : Couplage mutuel en configuration échelon pour différentes valeurs de (a) μ_z , (b) μ_t .

Au fur et à mesure que G augmente, le facteur de couplage diminue rapidement à partir de la valeur large- côté et présente finalement le même comportement, comme le montrent les dipôles dans la configuration colinéaire [23].

III.4.4 Éléments optimaux d'anisotropie électrique et magnétique uniaxiale

D'après la figure III.19, on peut voir qu'on peut soit diminuer l'impédance de crête, soit minimiser le couplage mutuel entre les deux dipôles uniquement en jouant sur les quatre paramètres sans altérer la fréquence de résonance du cas isotrope.

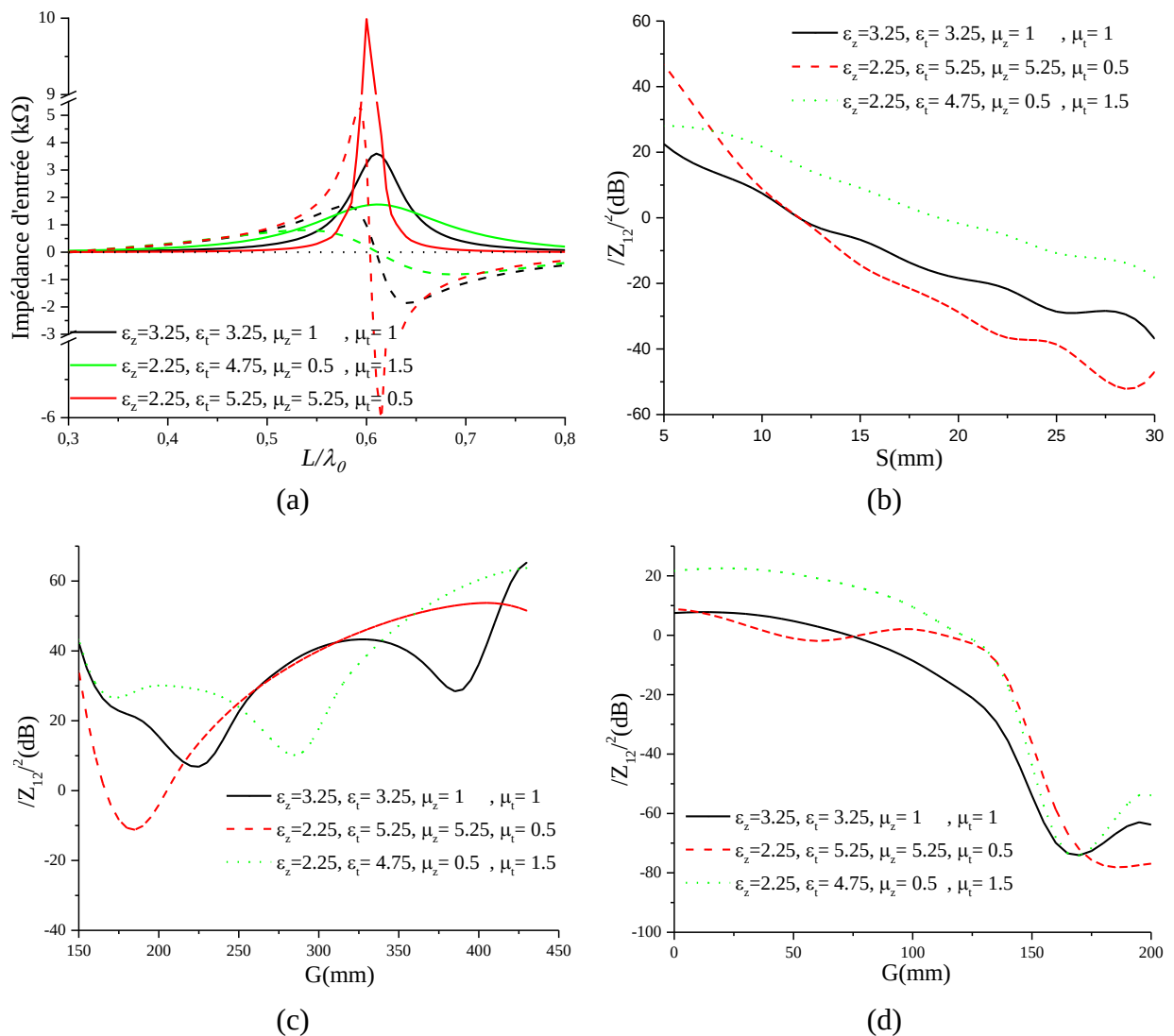


Figure III.19 : Effet combiné optimal des éléments d'anisotropie électrique et magnétique uniaxiaux sur (a) Impédance d'entrée, (b) Couplage mutuel en configuration large- côté, (c) Couplage mutuel en configuration colinéaire, (d) Couplage mutuel en configuration échelon.

Dans le cas ($\varepsilon_t = 4.75$, $\varepsilon_z = 2.25$, $\mu_t = 1.5$ et $\mu_z = 0.5$), par rapport au cas isotrope, il a été possible de diminuer à plus de la moitié le pic de l'impédance d'entrée (de $3.6K\Omega$ à $1.73K\Omega$), tout en conservant la même fréquence de résonance. Par conséquent, il est certainement possible, dans le cas ($\varepsilon_t = 5.25$, $\varepsilon_z = 2.25$, $\mu_t = 0.5$ et $\mu_z = 5.25$), de diminuer le couplage mutuel de plus de 30dB dans certains cas.

III.4.5 Évaluation de la distribution du champ électromagnétique

Les fonctions d'immittance du domaine spectral sont utilisées pour évaluer la configuration présentée à la figure III. 1. En particulier, nous cherchons à déterminer la distribution des champs électrique et magnétique sur un dipôle imprimé sur une couche anisotrope. Le dipôle a une longueur L et une largeur W . Les composantes du champ électromagnétique sont déduites après avoir satisfait les conditions aux limites sur le dipôle imprimé. Les expressions des composantes x , y et z des champs électrique et magnétique dans la 1^{ère} et la 2^{ème} région peuvent être exprimées comme suit :

- 1^{ère} région

$$\tilde{E}_{x1}(\alpha, \beta, z) = \frac{j}{\alpha^2 + \beta^2} \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \left(-\alpha \gamma_e^2 \gamma_0 \text{Se} \times A_e + \beta \kappa_0^2 \mu_t \text{Sh} \times A_h \right) \quad (\text{III.38})$$

$$\tilde{E}_{y1}(\alpha, \beta, z) = \frac{j}{\alpha^2 + \beta^2} \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \left(-\beta \gamma_e^2 \gamma_0 \text{Se} \times A_e - \alpha \kappa_0^2 \mu_t \text{Sh} \times A_h \right) \quad (\text{III.39})$$

$$\tilde{E}_{z1}(\alpha, \beta, z) = -\frac{\gamma_0 \gamma_{ec} \varepsilon_t}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z} \text{Se} \times A_e \quad (\text{III.40})$$

$$\tilde{H}_{x1}(\alpha, \beta, z) = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left(\beta \gamma_0 \varepsilon_t \gamma_{ec} \text{Se} \times A_e - \alpha \gamma_{hc} \text{Sh} \times A_h \right) \quad (\text{III.41})$$

$$\tilde{H}_{y1}(\alpha, \beta, z) = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left(-\alpha \gamma_0 \varepsilon_t \gamma_{ec} \text{Se} \times A_e - \beta \gamma_{hc} \text{Sh} \times A_h \right) \quad (\text{III.42})$$

$$\tilde{H}_{z1}(\alpha, \beta, z) = j \frac{\mu_t}{\mu_z} \text{Sh} \times A_h \quad (\text{III.43})$$

• 2^{ème} région

$$\tilde{E}_{x1}(\alpha, \beta, z) = \frac{j}{\alpha^2 + \beta^2} \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \left(-\alpha \gamma_e^2 \gamma_0 \text{Se} \times A_e + \beta \kappa_0^2 \mu_t \text{Sh} \times A_h \right) \quad (\text{III.44})$$

$$\tilde{E}_{y1}(\alpha, \beta, z) = \frac{j}{\alpha^2 + \beta^2} \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \left(-\beta \gamma_e^2 \gamma_0 \text{Se} \times A_e - \alpha \kappa_0^2 \mu_t \text{Sh} \times A_h \right) \quad (\text{III.45})$$

$$\tilde{E}_{z1}(\alpha, \beta, z) = -\frac{\gamma_0 \gamma_{ec} \varepsilon_t}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z} \text{Se} \times A_e \quad (\text{III.46})$$

$$\tilde{H}_{x1}(\alpha, \beta, z) = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left(\beta \gamma_0 \varepsilon_t \gamma_{ec} \text{Se} \times A_e - \alpha \gamma_{hc} \text{Sh} \times A_h \right) \quad (\text{III.47})$$

$$\tilde{H}_{y1}(\alpha, \beta, z) = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \left(-\alpha \gamma_0 \varepsilon_t \gamma_{ec} \text{Se} \times A_e - \beta \gamma_{hc} \text{Sh} \times A_h \right) \quad (\text{III.48})$$

$$\tilde{H}_{z1}(\alpha, \beta, z) = j \frac{\mu_t}{\mu_z} \text{Sh} \times A_h \quad (\text{III.49})$$

où

$$A_e = \frac{\alpha \tilde{J}_x + \beta \tilde{J}_y}{(\gamma_e^2 + \gamma_0 \varepsilon_t \gamma_e \coth(\gamma_e d))} \quad (\text{III.50})$$

$$A_h = \frac{\beta \tilde{J}_x - \alpha \tilde{J}_y}{(\gamma_h \coth(\gamma_h d) + \gamma_0 \mu_t)} \quad (\text{III.51})$$

$$\gamma_{ec} = \gamma_e \coth(\gamma_e d) \quad (\text{III.52})$$

$$\gamma_{hc} = \gamma_h \coth(\gamma_h d) \quad (\text{III.53})$$

$$\text{Se} = \frac{\sinh(\gamma_e z)}{\sinh(\gamma_e d)} \quad (\text{III.54})$$

$$\text{Sh} = \frac{\sinh(\gamma_h z)}{\sinh(\gamma_h d)} \quad (\text{III.55})$$

III.4.5.1 Distributions du champ électromagnétique dans le cas isotrope

Une fois les expressions des composantes transversales et longitudinales trouvées, les expressions des champs électromagnétiques sont évaluées. Comme le traitement a lieu dans le domaine spectral, les champs finaux doivent être ramenés dans le domaine spatial. Les fonctions Matlab "*quiver3*" et "*contour*" sont utilisées pour tracer les lignes de champ sous leur forme de flèche et de contour équiphase. Il ressort clairement de ces résultats que la structure de l'antenne considérée présente la forme bien connue d'un champ électromagnétique rayonné par un dipôle. Les résultats anisotropes des lignes de champ tangentiel sont tracés dans différents plans à la longueur équivalente du dipôle résonnant par rapport au cas isotrope. Le module des champs électromagnétiques est normalisé par rapport au cas isotrope pour comparaison.

Dans notre cas, nous évaluons les distributions des champs électrique et magnétique dans une structure d'antenne dipôle basé sur des milieux présentant diverses anisotropies uniaxiales et l'effet des différents éléments des paramètres constitutifs.

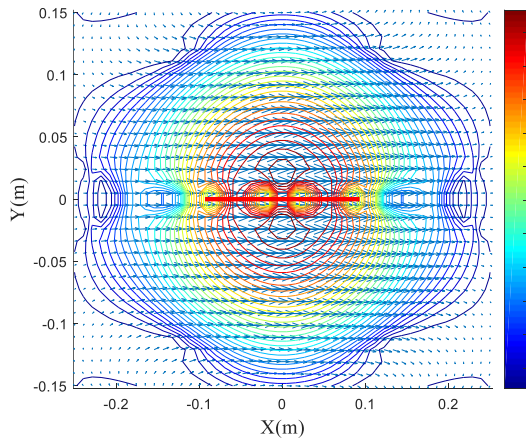
La figure III.20 montres les tracés fléchés des champs électrique et magnétique pour les composantes tangentielles E_t et H_t , dans le plan transversal par rapport aux axes z , y et x , respectivement, pour le cas isotrope. La flèche indique la direction du vecteur de champ en coupe transversale, la longueur de la flèche désigne l'amplitude du champ et les lignes indiquent les formes de contour du champ en équiphase.

D'après les tracés, nous pouvons facilement remarquer que les plans E et H sont les plans XZ et YZ (Fig.III.20 b et c), respectivement. Dans la Fig.III.20a, une forme assez rectangulaire de la distribution du champ E est clairement observée en raison des champs frangeants près du bord de la bande et le champ électrique a une petite composante parallèle au dipôle. Le champ électrique n'est pas entièrement confiné dans le substrat diélectrique, il s'étend partiellement dans l'air au-dessus. Ce

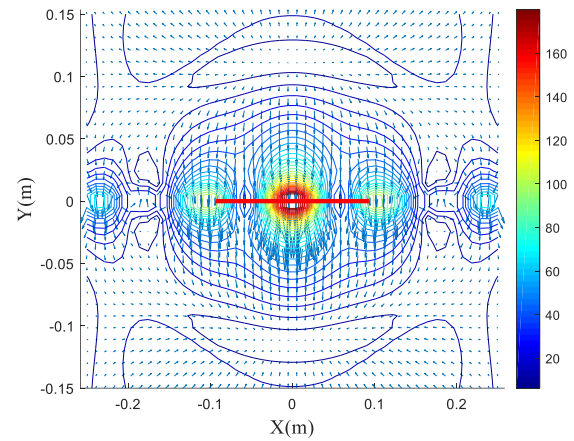
phénomène est communément appelé "*fringing*", comme le montrent les figures III.20a, c et e.

Le champ électrique frangeant rend le dipôle électriquement plus long que sa dimension physique réelle. C'est pourquoi la longueur physique du dipôle est choisie pour être légèrement inférieure à la moitié de la longueur d'onde dans le diélectrique. À la résonance, la longueur électrique du dipôle doit être égale à la moitié de la longueur d'onde dans le diélectrique.

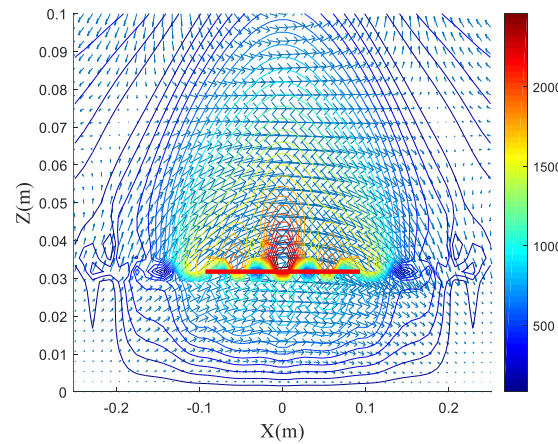
La quantité de champ marginale de l'antenne est fortement liée à la géométrie de l'élément rayonnant et à la permittivité du substrat. Les substrats à faible constante diélectrique permettent une plus grande frange de champ que les substrats à constante diélectrique élevée [24].



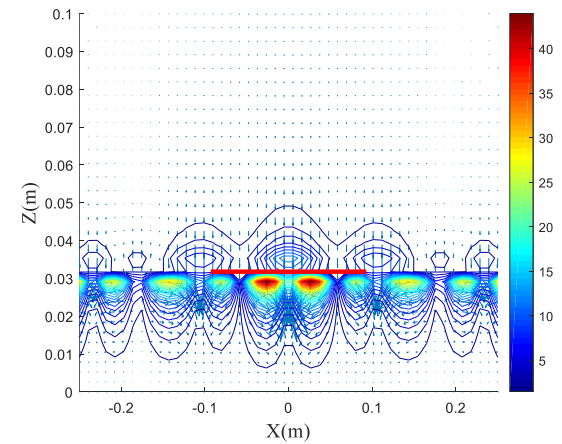
(a) Le champ E_t (V/m) dans le plan XY



(b) Le champ H_t (A/m) dans le plan XY



(c) Le champ E_t (V/m) dans le plan XZ



(d) Le champ H_t (A/m) dans le plan XZ

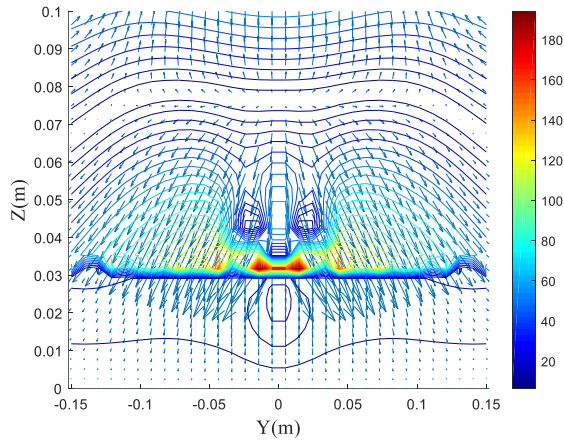
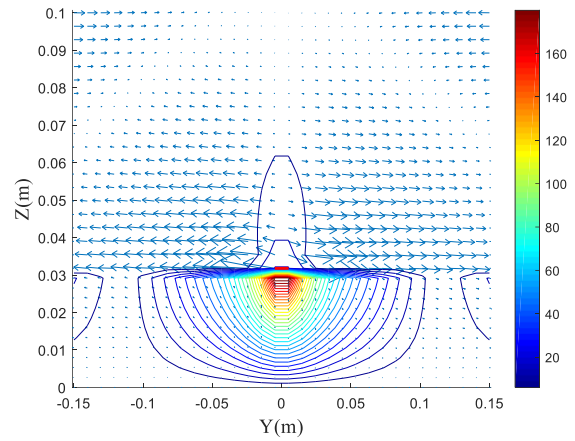
(c) Le champ E_t (V/m) dans le plan YZ(d) Le champ H_t (A/m) dans le plan YZ

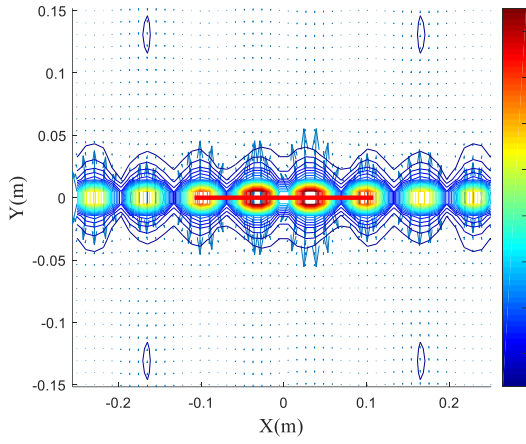
Figure III.20 (a-f) : Distribution des champs dans le plan transversal pour le cas isotrope ($\varepsilon_t = \varepsilon_z = 3.25$ et $\mu_t = \mu_z = 1$).

On peut voir sur la figure III.19e, étant donné que la direction de propagation est le long de l'axe z , que l'espacement entre les lignes à $z=0.75\text{m}$ est équivalent à $\lambda/4$, ceci illustre le concept de propagation. Les figures III.19d et III.19f montrent un fort confinement du champ H dans le substrat, dû au fait que le champ magnétique est en relation directe avec l'induction électrique, ceci est dû à la contribution des deux constantes diélectriques $\varepsilon_r = 3.25$ et $\mu_r = 1$.

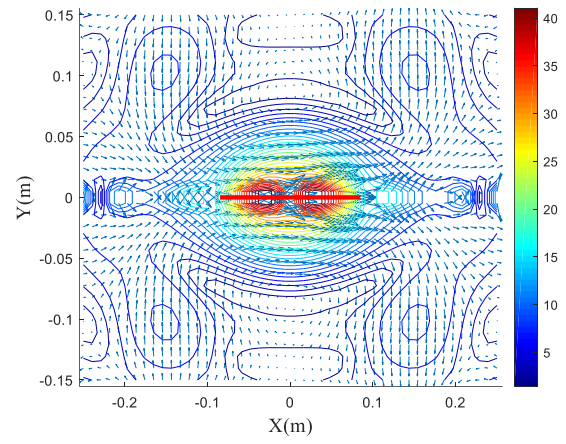
III.4.5.2 Effet de l'anisotropie électrique uniaxiale sur les distributions du champ électromagnétique

Dans cette section, nous examinons l'effet de l'anisotropie électrique sur les distributions du champ électromagnétique dans les trois plans, et nous interprétons ces résultats à travers la forme de l'impédance d'entrée.

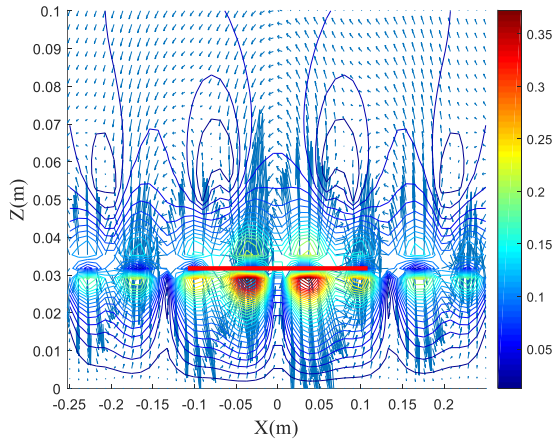
Les figures III.21(a-f) montrent le module du champ électrique tangentiel normalisé dans un graphique en couleur superposé aux graphiques vectoriels en représentation fléchée pour différentes valeurs de ε_z avec $\varepsilon_t = 3.25$, $\mu_z = 1$ et $\mu_t = 1$ dans les plans XY, XZ et YZ.



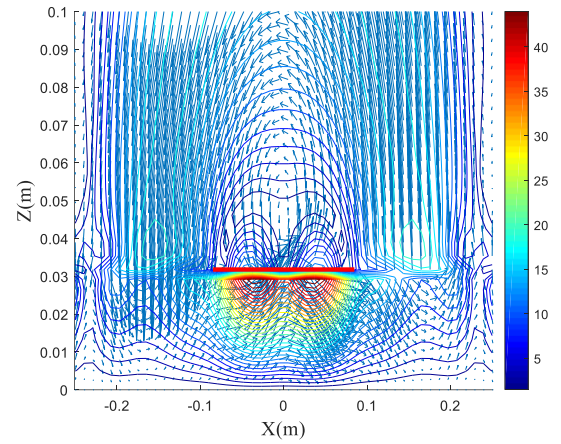
(a) Champ normalisé E_t dans le plan XY
($\epsilon_z = 1.625$)



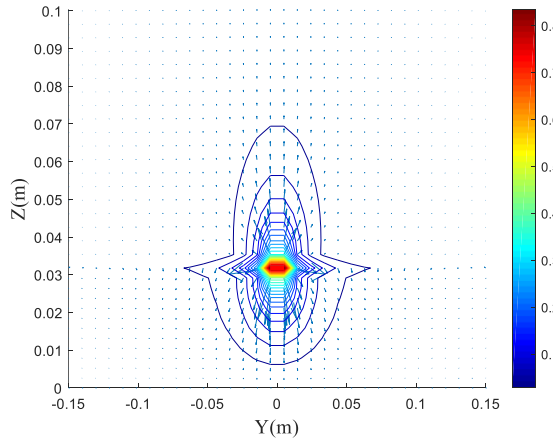
(b) Champ normalisé E_t dans le plan XY
($\epsilon_z = 4.875$)



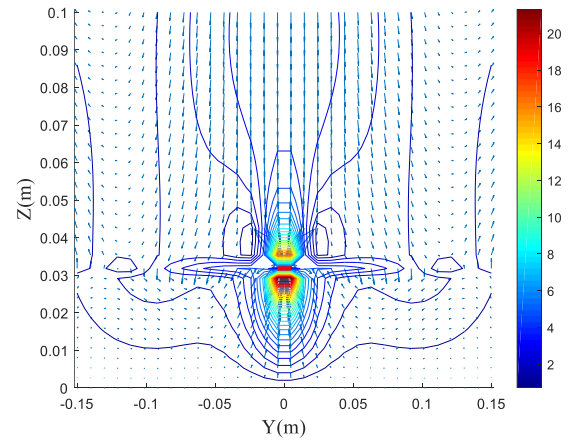
(c) Champ normalisé E_t dans le plan XZ
($\epsilon_z = 1.625$)



(d) Champ normalisé E_t dans le plan XZ
($\epsilon_z = 4.875$)



(e) Champ normalisé E_t dans le plan YZ
($\epsilon_z = 1.625$)



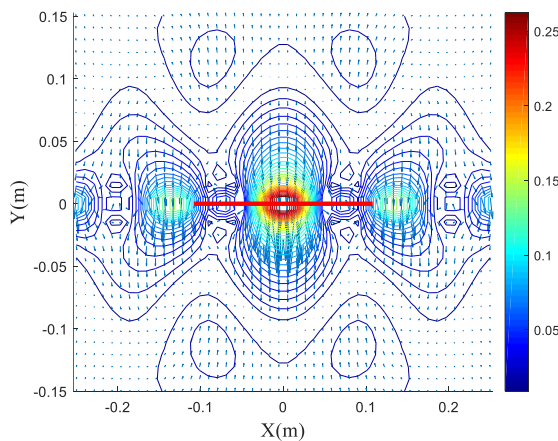
(f) Champ normalisé E_t dans le plan YZ
($\epsilon_z = 4.875$)

Figure III.21 (a-f) : Distributions du champ électrique normalisé pour différentes valeurs de ϵ_z avec $\epsilon_t = 3.25$, $\mu_z = 1$ et $\mu_t = 1$ dans les plans XY, XZ et YZ.

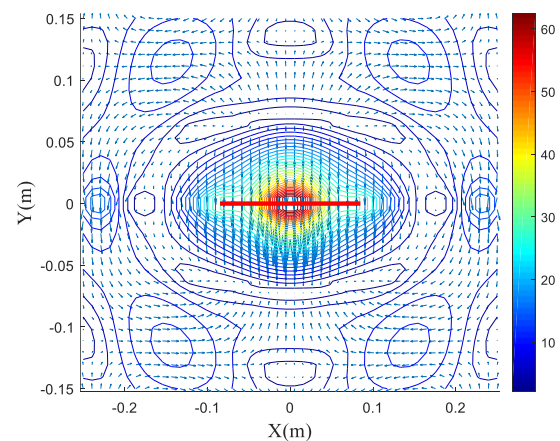
D'après les Figures III.21 et III.22, nous remarquons grossièrement un effet inversé en forme et différent en détails des deux éléments anisotropes ε_z et ε_t . Une diminution de jusqu'à 40% conduit à une légère baisse et le plan E diminue son maximum de 50%, alors qu'une augmentation de 40% révèle une augmentation significative du champ électrique dans les plans E et H.

Une diminution de 40% a conduit à une augmentation presque identique (3 fois) du maximum du champ électrique, alors que pour une augmentation de 40%, une diminution identique du maximum dans les trois plans est remarquée (64%). En conséquence de ce résultat, et pour améliorer le rayonnement dipolaire, il est nécessaire de minimiser ε_t et d'augmenter fortement, dans la possibilité, ε_z . D'après les figures III.21a, III.21b, III.22a et III.22b, on peut voir que pour le cas ($\varepsilon_t = 1.625$), un champ électrique maximal normalisé dépasse 0.2, lorsque l'élément ε_t est réduit, ce qui correspond bien à la littérature [24].

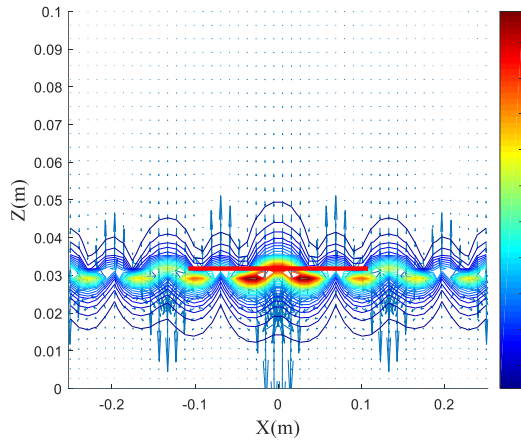
D'après les figures III.21c, III.21d, III.22c et III.22d, les lignes de champ électrique sont condensées puisqu'elles sont présentées, dans ce cas, dans le plan E, et nous pouvons voir que la composante E_x est la plus importante dans les cas des figures III.20d et III.21c. D'après les figures III.21e, III.21f, III.22e et III.21f, il est clair que la partie la plus importante du champ électrique est confinée dans le diélectrique et autour du dipôle.



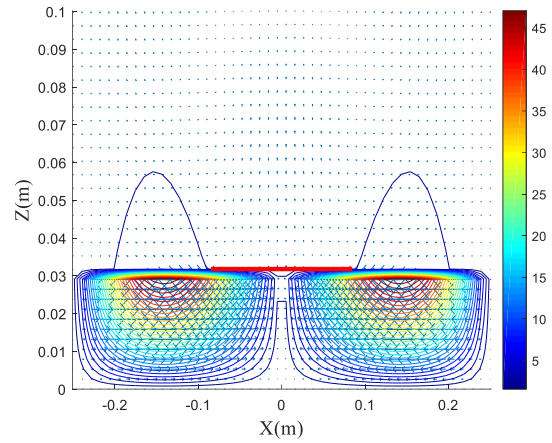
(a) Champ normalisé E_t dans le plan XY
($\varepsilon_t = 1.625$)



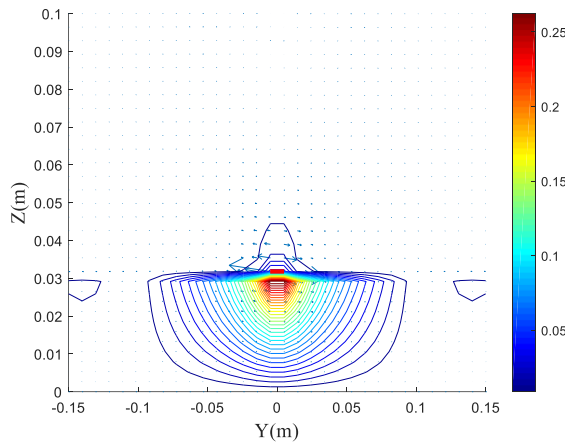
(b) Champ normalisé E_t dans le plan XY
($\varepsilon_t = 4.875$)



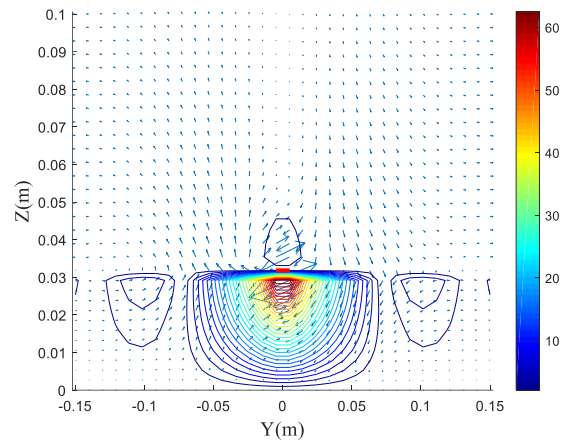
(c) Champ normalisé E_t dans le plan XZ
($\epsilon_t = 1.625$)



(d) Champ normalisé E_t dans le plan XZ
($\epsilon_t = 4.875$)



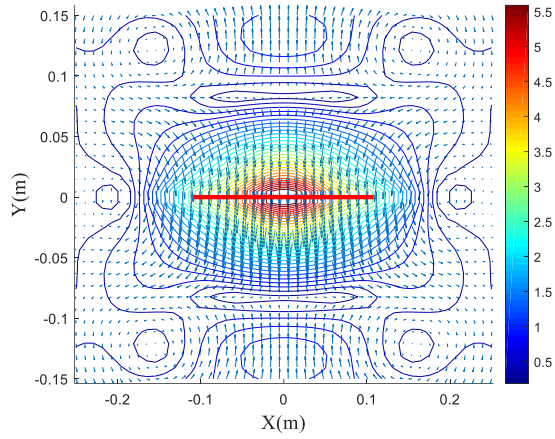
(e) Champ normalisé E_t dans le plan YZ
($\epsilon_t = 1.625$)



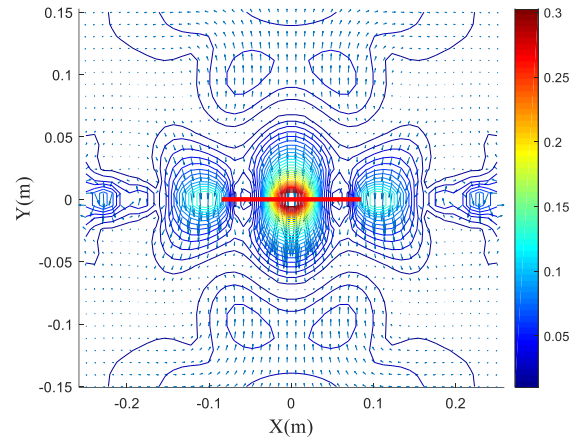
(f) Champ normalisé E_t dans le plan YZ
($\epsilon_t = 4.875$)

Figure III.22 (a-f) : Distributions du champ électrique normalisé pour différentes valeurs de ϵ_t avec $\epsilon_z = 3.25$, $\mu_z = 1$ et $\mu_t = 1$ dans les plans XY, XZ et YZ.

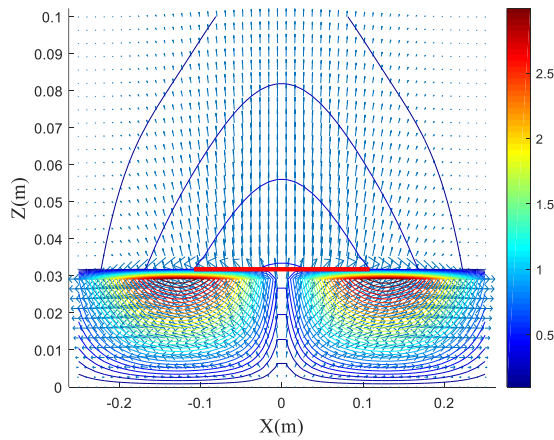
D'après les figures III.23 et III.24, nous remarquons que la contribution des deux composantes électriques anisotropes et sur la distribution du champ magnétique est presque la même que celle sur le champ électrique, sauf que le champ magnétique dans le plan E subit plus de diminution dans le cas ($\epsilon_z = 1.625$ du plan XZ (Fig. III.23 c) et $\epsilon_t = 1.625$ plan XZ (Fig. III.24c) par rapport aux autres plans), et une légère augmentation pour le cas $\epsilon_z = 4.875$ plan XZ (Fig. III.23d) par rapport aux autres plans) et pour le cas $\epsilon_t = 4.875$, la diminution est presque la même (Fig. III.24b et f).



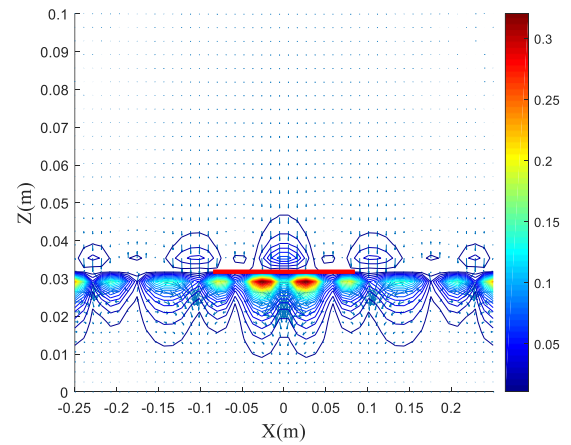
(a) Champ normalisé H_t dans le plan XY
($\varepsilon_z = 1.625$)



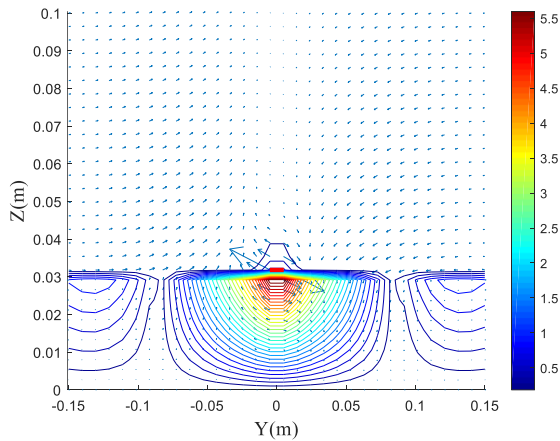
(b) Champ normalisé H_t dans le plan XY
($\varepsilon_z = 4.875$)



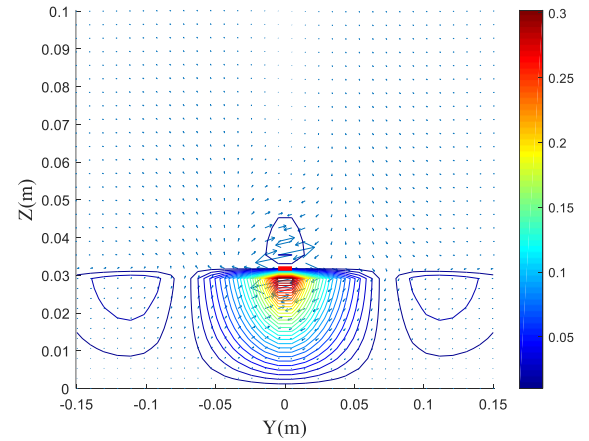
(c) Champ normalisé H_t dans le plan XZ
($\varepsilon_z = 1.625$)



(d) Champ normalisé H_t dans le plan XZ
($\varepsilon_z = 4.875$)

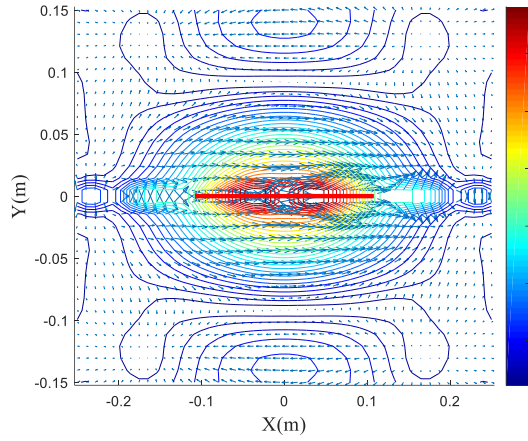


(e) Champ normalisé H_t dans le plan YZ
($\varepsilon_z = 1.625$)

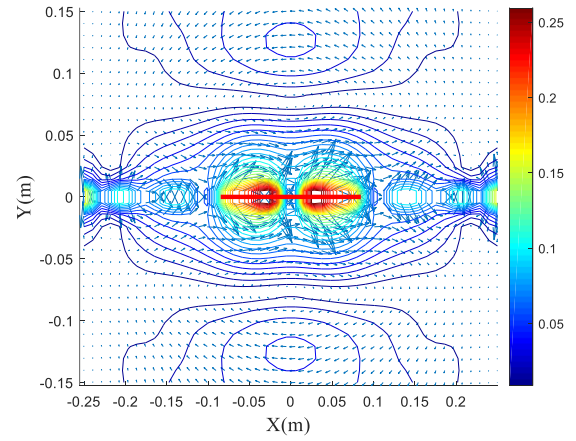


(f) Champ normalisé H_t dans le plan YZ
($\varepsilon_z = 4.875$)

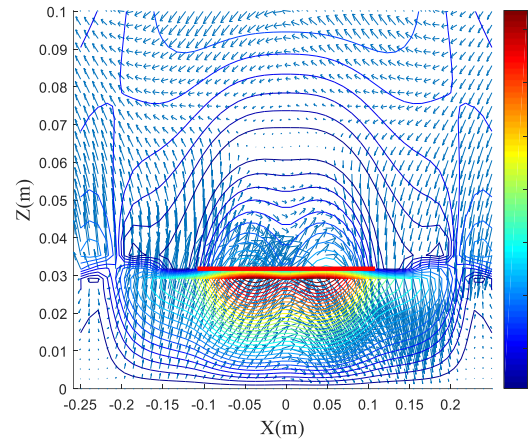
Figure III.23 (a-f) : Distributions du champ magnétique normalisé pour différentes valeurs de ε_z avec $\varepsilon_t = 3.25$, $\mu_z = 1$ et $\mu_t = 1$ dans les plans XY, XZ et YZ.



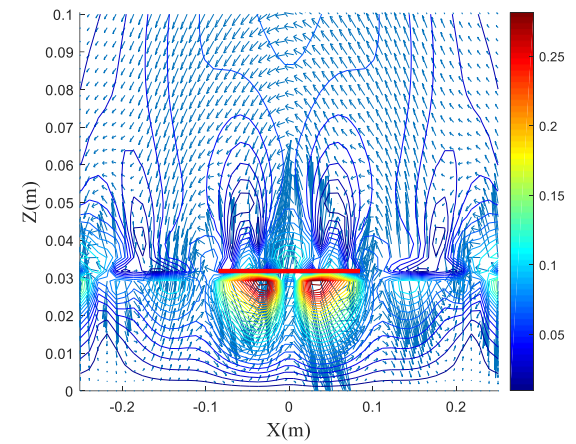
(a) Champ normalisé H_t dans le plan XY
($\varepsilon_t = 1.625$)



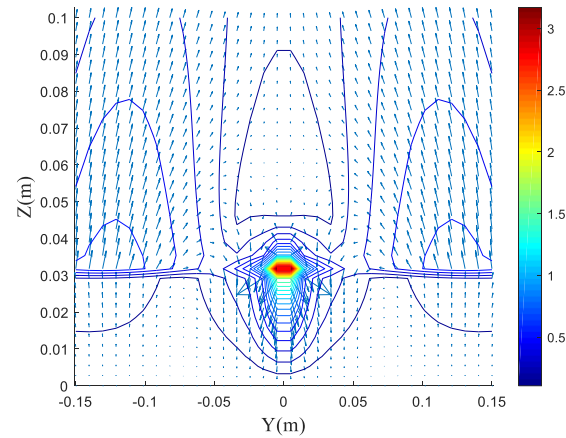
(b) Champ normalisé H_t dans le plan XY
($\varepsilon_t = 4.875$)



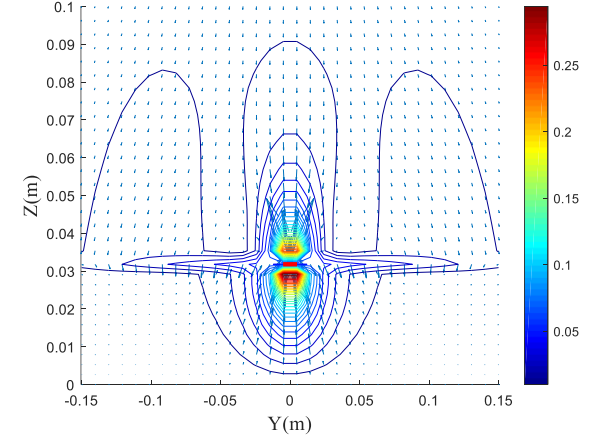
(c) Champ normalisé H_t dans le plan XZ
($\varepsilon_t = 1.625$)



(d) Champ normalisé H_t dans le plan XZ
($\varepsilon_t = 4.875$)



(e) Champ normalisé H_t dans le plan YZ
($\varepsilon_t = 1.625$)



(f) Champ normalisé H_t dans le plan YZ
($\varepsilon_t = 4.875$)

Figure III.24 (a-f) : Distributions du champ magnétique normalisé pour différentes valeurs de ε_t avec $\varepsilon_z = 3.25$, $\mu_z = 1$ et $\mu_t = 1$ dans les plans XY, XZ et YZ.

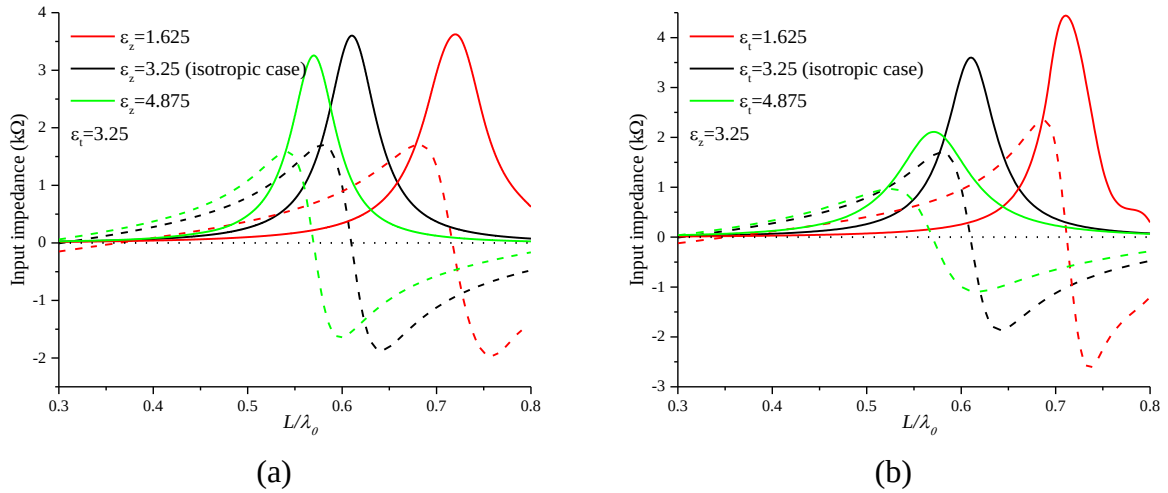


Figure III.25 : Parties réelles et imaginaires de l'impédance d'entrée pour différentes valeurs de (a) : ϵ_z and (b) : ϵ_t .

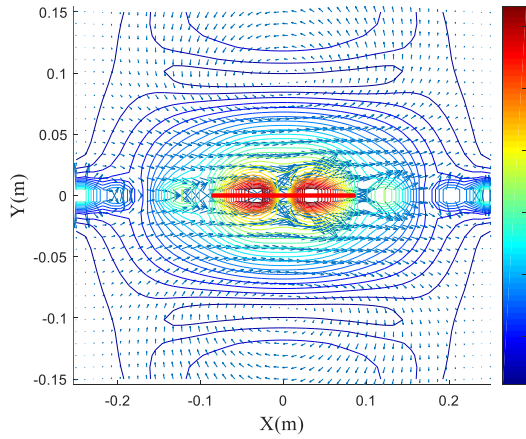
La figure III.25a montre l'effet de ϵ_z sur l'impédance d'entrée. Il consiste à décaler la longueur de résonance de l'antenne dipôle avec un léger changement de son pic, tandis que ϵ_t affecte significativement le module de l'impédance d'entrée avec une augmentation et une diminution de son pic, 3.5kΩ pour la valeur de $\epsilon_t = 3.25$, 5kΩ pour la valeur de $\epsilon_t = 1.625$ et 2.25kΩ pour $\epsilon_t = 4.875$, le tout avec un léger décalage de la longueur de résonance (Fig. III.25b).

Dans le cas $\epsilon_z = 1.625$, une diminution de 35% du maximum du champ électrique est observée dans le plan XZ (plan E), selon la figure III.22c, accompagnée d'une diminution proche du champ magnétique (27%) dans le plan YZ (plan H), selon la figure III.23e. Ceci se traduit par une légère augmentation (5.5 et 3.5 fois) de l'impédance d'entrée (figure III.24a). Cependant, dans le cas de $\epsilon_t = 1.625$, le maximum du champ magnétique dans le plan H (figure III.24e) est presque le double de celui du champ électrique dans le plan E (figure 6.c) et pour $\epsilon_t = 4.875$, le rapport entre le maxima de champ est de 1.4. Ceci illustre l'effet de ϵ_t sur l'impédance d'entrée (Fig. III.25b). Dans ce cas, le maximum du champ magnétique est plus grand que celui du champ électrique, ce qui révèle l'effet de la composante ϵ_t sur l'impédance d'entrée.

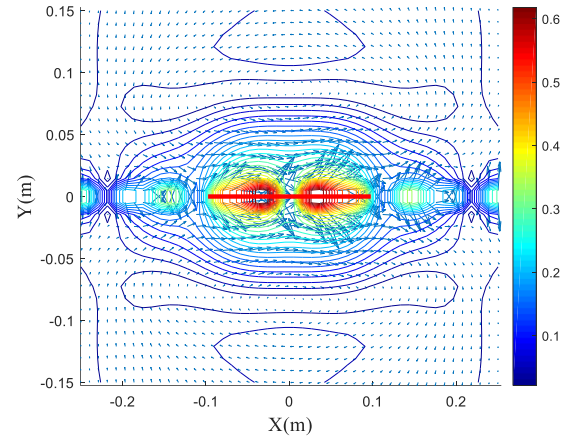
III.4.5.3 Effet de l'anisotropie électrique uniaxiale sur les distributions de champ électromagnétique

Les figures III.25-27 et III.28 montrent l'effet de l'anisotropie magnétique uniaxiale sur les distributions des champs électrique et magnétique.

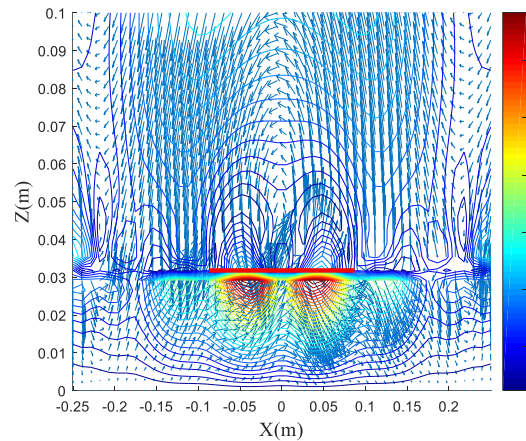
Il ressort des figures III.21, 22 et 26 que l'effet de la composante de perméabilité μ_z sur la forme de la ligne et la distribution du champ électrique est similaire à celui de ε_z , mais en termes de valeur et de quantité, il a le même effet que ε_t . Cependant, dans le cas de la composante μ_t , et selon les figures III.21, 22 et 27, l'effet de la composante μ_t est proche en forme et en quantité de celui de ε_t .



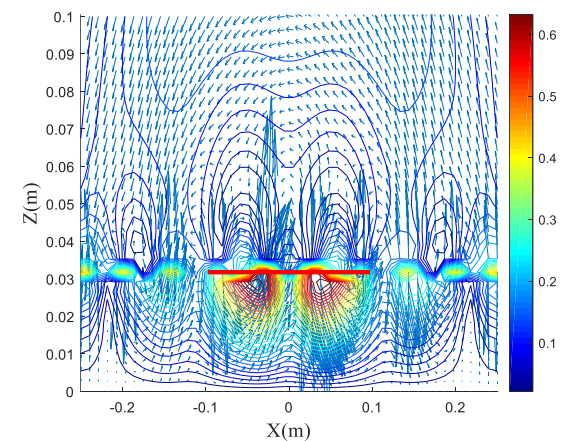
(a) Champ normalisé E_t dans le plan XY
($\mu_z = 0.5$)



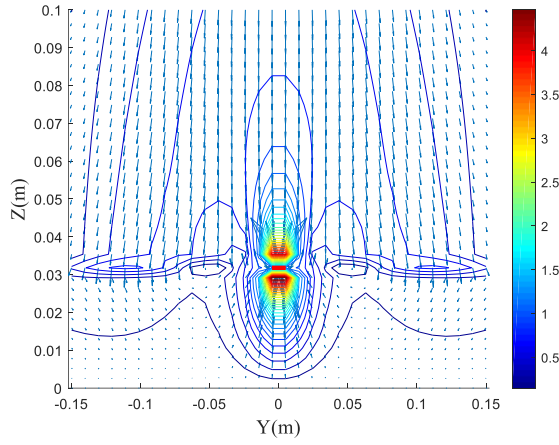
(b) Champ normalisé E_t dans le plan XY
($\mu_z = 1.5$)



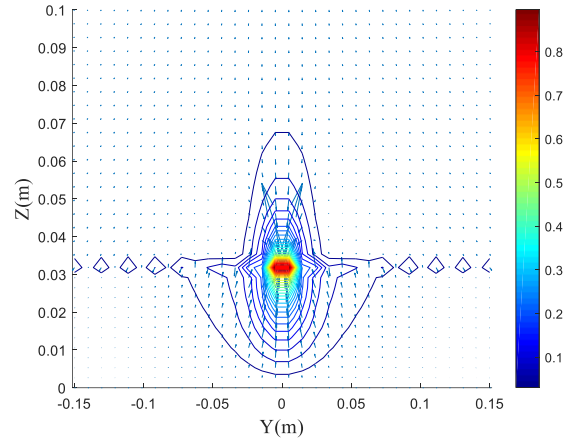
(c) Champ normalisé E_t dans le plan XZ
($\mu_z = 0.5$)



(d) Champ normalisé E_t dans le plan XZ
($\mu_z = 1.5$)

(e) Champ normalisé E_t dans le plan YZ

$$(\mu_z = 0.5)$$

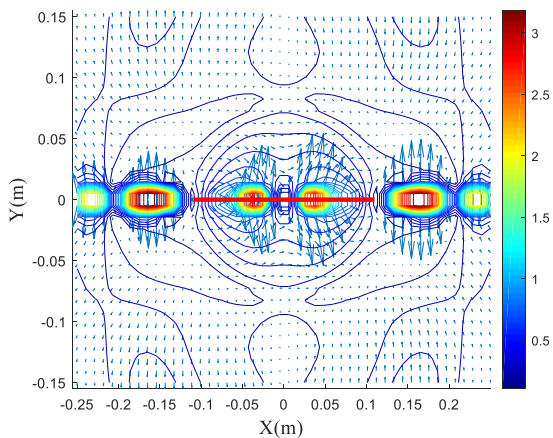
(f) Champ normalisé E_t dans le plan YZ

$$(\mu_z = 1.5)$$

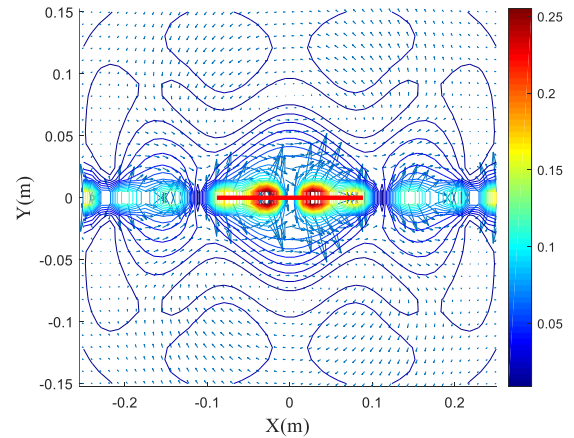
Figure III.26 (a-f) : Distributions du champ électrique normalisé pour différentes valeurs de μ_z avec $\varepsilon_z = \varepsilon_t = 3.25$, et $\mu_t = 1$ dans les plans XY, XZ et YZ.

Nous pouvons donc constater que les quatre composantes constitutives ($\varepsilon_z, \varepsilon_t, \mu_z$ et μ_t) ont une contribution différente les unes des autres, ce qui est principalement dû aux configurations de l'antenne dipôle et à son positionnement.

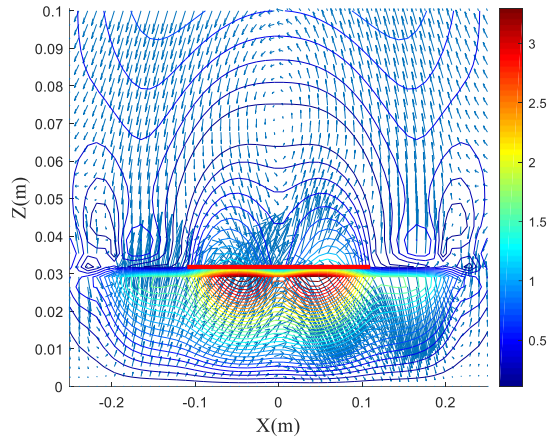
D'après les figures III.26-28 et 29, nous pouvons voir que les deux composantes μ_z et μ_t ont un effet différent de celui des deux composantes de permittivité.

(a) Champ normalisé E_t dans le plan XY

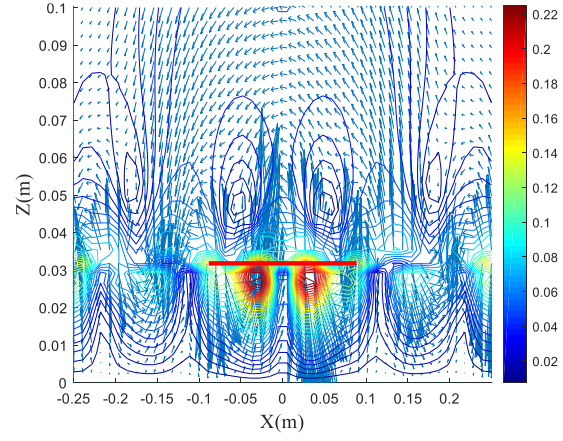
$$(\mu_t = 0.5)$$

(b) Champ normalisé E_t dans le plan XY

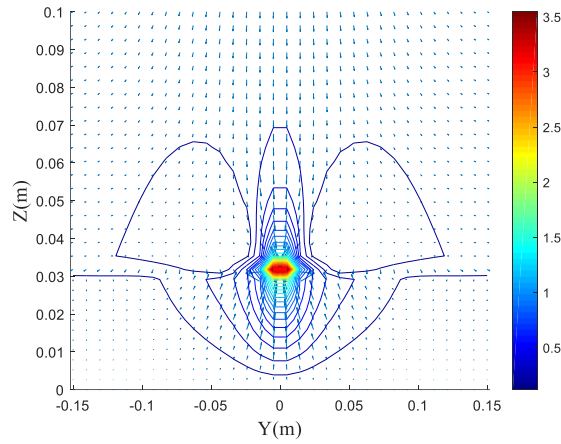
$$(\mu_t = 1.5)$$

(c) Champ normalisé H_t dans le plan XZ

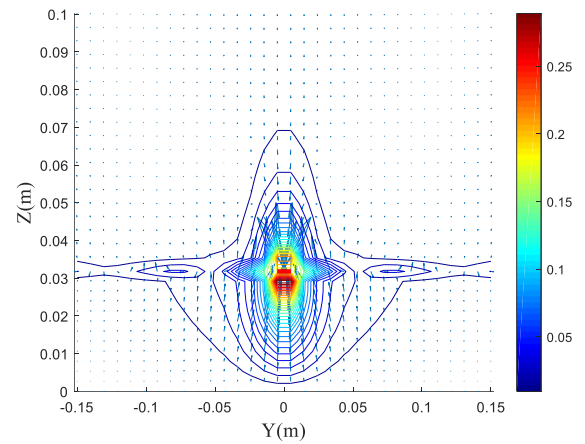
$$(\mu_t = 0.5)$$

(d) Champ normalisé E_t dans le plan XZ

$$(\mu_t = 1.5)$$

(e) Champ normalisé E_t dans le plan YZ

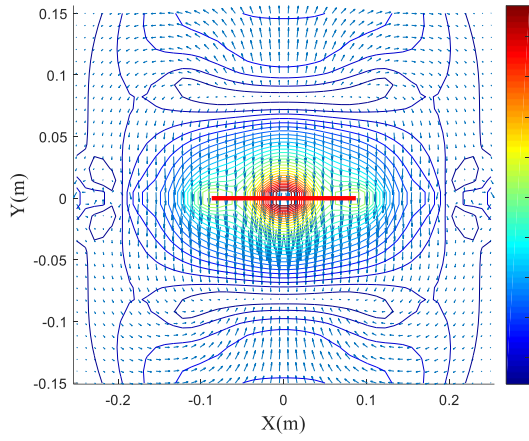
$$(\mu_t = 0.5)$$

(f) Champ normalisé E_t dans le plan YZ

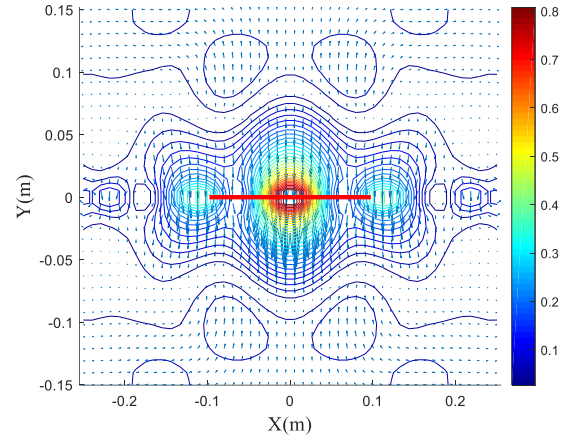
$$(\mu_t = 1.5)$$

Figure III.27 (a-f) : Distributions du champ électrique normalisé pour différentes valeurs de μ_t avec $\varepsilon_z = \varepsilon_t = 3.25$, et $\mu_z = 1$ dans les plans XY, XZ et YZ.

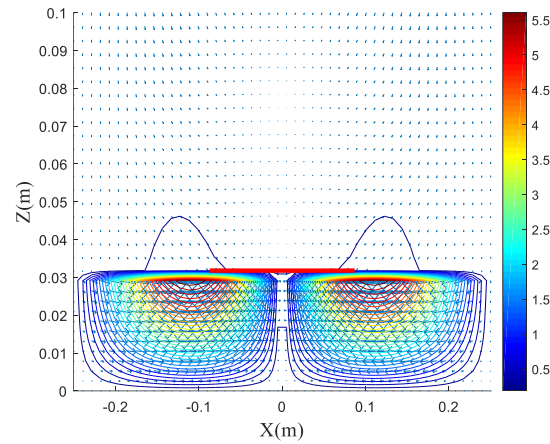
L'augmentation de μ_z et μ_t conduit à une diminution du maximum des champs par rapport au cas isotrope, alors que lorsque ε_z augmente, le maximum de E augmente fortement. De plus, l'effet des deux composantes μ_z et μ_t est proche de celui de ε_t dans la forme et la grandeur. Ceci est dû aux lignes du champ magnétique qui tourne autour du dipôle (plan YZ), ce qui indique que l'interaction maximale du champ magnétique se fait par les deux composantes μ_z et μ_t ainsi qu'avec ε_t .



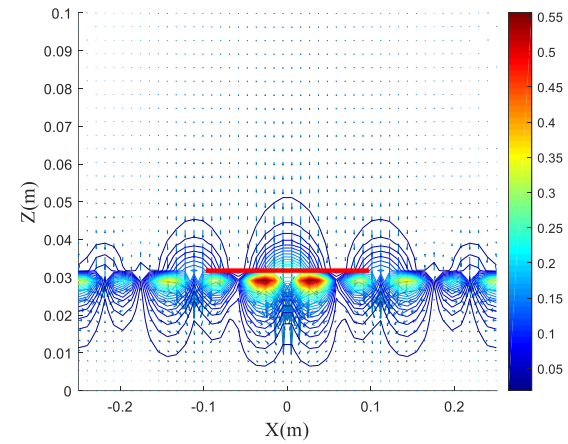
(a) Champ normalisé H_t dans le plan XY
($\mu_z = 0.5$)



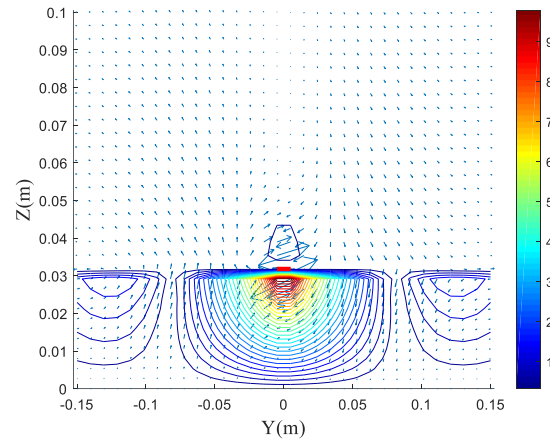
(b) Champ normalisé H_t dans le plan XY
($\mu_z = 1.5$)



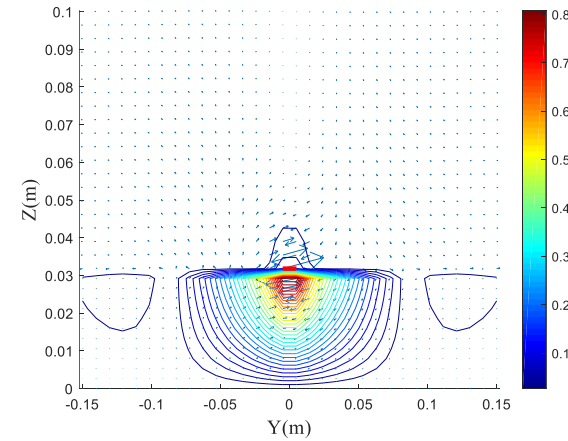
(c) Champ normalisé H_t dans le plan XZ
($\mu_z = 0.5$)



(d) Champ normalisé H_t dans le plan XZ
($\mu_z = 1.5$)

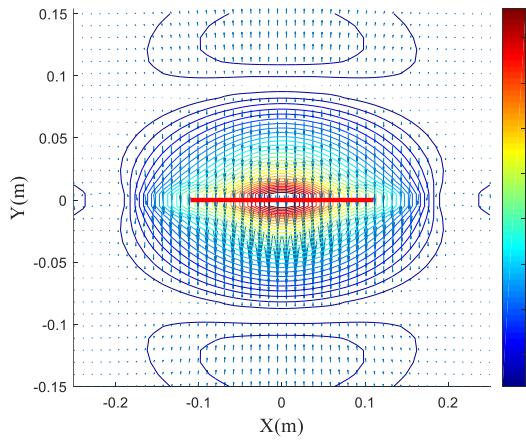


(e) Champ normalisé H_t dans le plan YZ
($\mu_z = 0.5$)

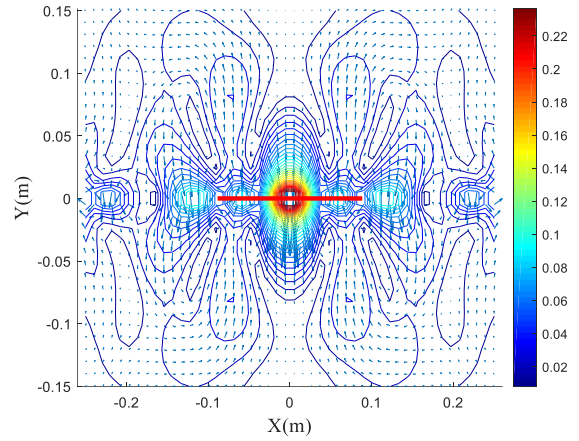


(f) Champ normalisé H_t dans le plan YZ
($\mu_z = 1.5$)

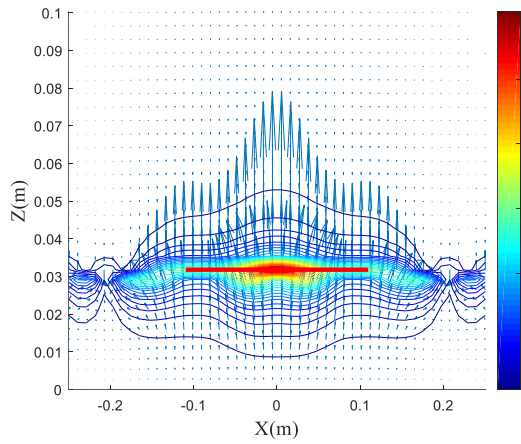
Figure III.28 (a-f) : Distributions du champ magnétique normalisé pour différentes valeurs de μ_z avec $\varepsilon_z = \varepsilon_t = 3.25$, et $\mu_t = 1$ dans les plans XY, XZ et YZ.



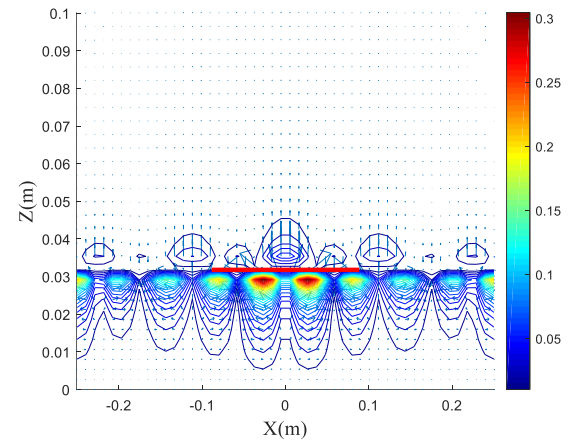
(a) Champ normalisé H_t dans le plan XY
($\mu_t = 0.5$)



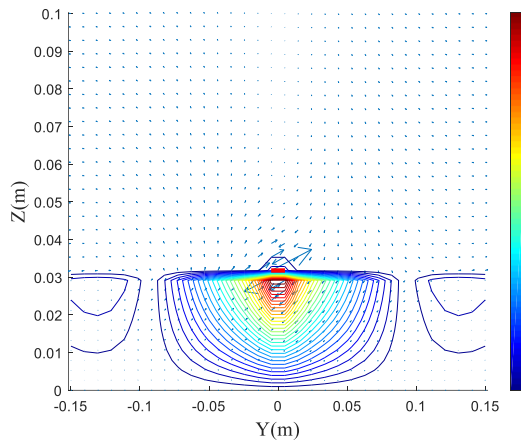
(b) Champ normalisé H_t dans le plan XY
($\mu_t = 1.5$)



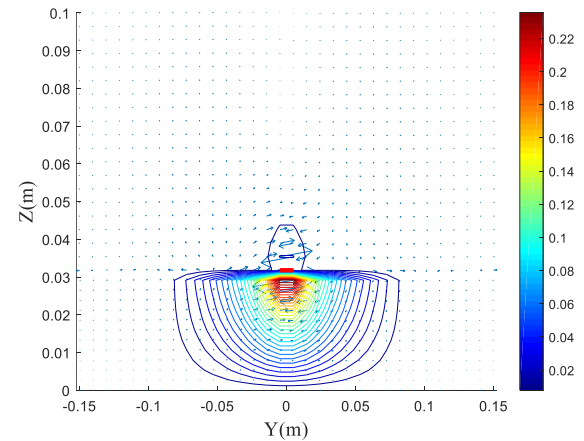
(c) Champ normalisé H_t dans le plan XZ
($\mu_t = 0.5$)



(d) Champ normalisé H_t dans le plan XZ
($\mu_t = 1.5$)



(e) Champ normalisé H_t dans le plan YZ
($\mu_t = 0.5$)



(f) Champ normalisé H_t dans le plan YZ
($\mu_t = 1.5$)

Figure III.29 (a-f) : Distributions du champ magnétique normalisé pour différentes valeurs de μ_t avec $\varepsilon_z = \varepsilon_t = 3.25$, et $\mu_z = 1$ dans les plans XY, XZ et YZ.

Les figures III.30a et b montrent l'effet de l'anisotropie magnétique uniaxiale sur l'impédance d'entrée du dipôle. Pour les cas $\mu_z = 0.5$ et $\mu_z = 1.5$, le même rapport d'augmentation et de diminution entre le champ électrique E et le champ magnétique H (valeurs normalisées 7 fois à 9 fois (Fig. III.28), 0.8 à 0.65 (Fig. III.26), respectivement) a conduit à une diminution et une augmentation presque identique, respectivement, de l'impédance d'entrée (Fig. III.30a).

Dans les figures. III.30a et b, l'effet des deux composantes de perméabilité μ_z et μ_t ne ressemble pas à celui des composantes de permittivité ε_z et ε_t . Une augmentation de μ_z entraîne une augmentation du pic de l'impédance d'entrée, avec une diminution de la fréquence de résonance. L'effet de la composante de perméabilité μ_t est inversé dans ce cas, où une augmentation de la composante μ_t conduit à une augmentation significative de la fréquence de résonance avec une diminution de la valeur crête de l'impédance d'entrée.

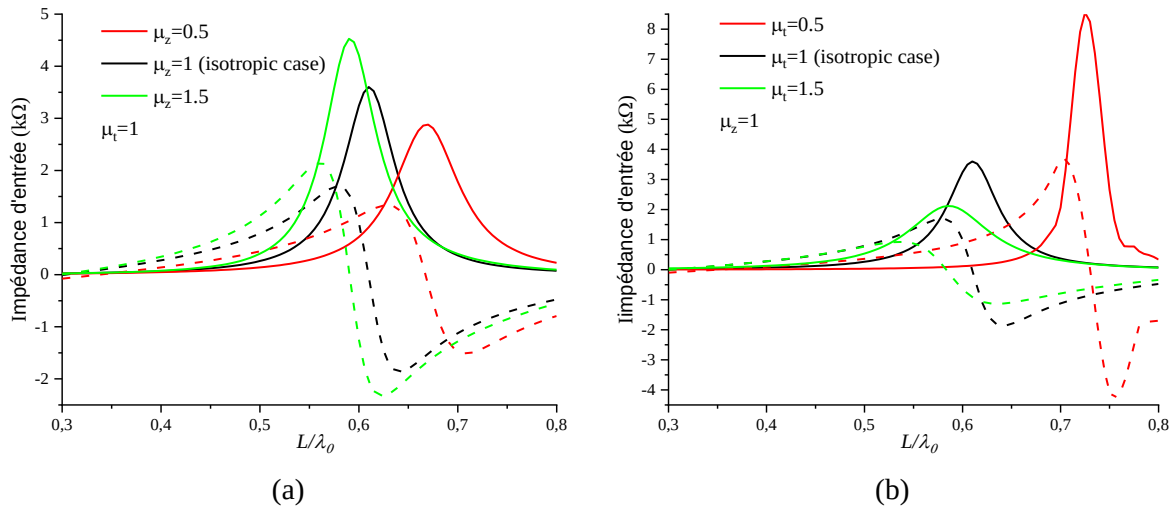


Figure. III.30 : Parties réelles et imaginaires de l'impédance d'entrée pour différentes valeurs de (a) : μ_z and (b) : μ_t .

Dans le cas $\mu_t = 0.5$, une augmentation de 9 fois du maximum du champ H, dans le plan YZ (Fig. III.29e), par rapport au cas isotrope, est accompagnée d'une augmentation de 6 fois du maximum du champ E dans le plan XZ (Fig. III.27c), ce qui se traduit par une forte augmentation de l'impédance d'entrée (Fig. III.30b). Par contre,

dans le cas $\mu_t = 1.5$, une diminution presque identique des maxima des champs H et E (0.25 (Fig. III.29f) et 0.22 (Fig. III.27d), respectivement, dans le plan YZ XZ), ceci se traduit par une diminution de l'impédance d'entrée (Fig. III.30b).

En résumé, on constate que le choix de l'axe optique de l'anisotropie uniaxiale et la géométrie du dipôle imprimé conduisent à un tenseur de Green asymétrique, reliant le champ électrique à la densité de courant par les quatre paramètres constitutifs $\varepsilon_z, \varepsilon_t, \mu_z$ et μ_t . C'est le facteur à l'origine de la différence enregistrée entre les effets de ces composantes, en plus des distributions du champ électromagnétique.

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le cas d'une antenne dipôle imprimée sur un substrat anisotrope uniaxial électrique/magnétique. Ce travail considère l'investigation des effets des anisotropies uniaxiales électrique et magnétique sur l'impédance d'entrée, la longueur de résonance, le couplage mutuel et la distribution des champs. Dans cette étude, l'équation intégrale associée, basée sur la dérivation des fonctions de Green dans le domaine spectral, est résolue numériquement en utilisant la méthode des moments. Les fonctions d'expansion PWS sont sinusoïdales dans la direction du courant et constantes orthogonalement à la direction du courant. De nombreuses caractéristiques des résultats du travail présenté ici concordent avec la littérature publiée.

Le couplage mutuel entre les dipôles, imprimés sur un substrat anisotrope, pour trois configurations différentes : large-côté, colinéaire et échelon est étudié après évaluation de l'impédance d'entrée du dipôle, les résultats indiquent un déplacement des longueurs de résonance. Il est démontré que les ondes de surface augmentent le couplage mutuel dans une disposition colinéaire des dipôles imprimés. Il est également conclu que les ondes de surface contribuent au couplage mutuel de manière significative, à travers les deux composantes ε_z et μ_t . De plus, l'anisotropie électrique et magnétique uniaxiale offre des degrés de liberté supplémentaires et plus de

flexibilité pour réaliser une bonne adaptation (effet direct sur l'impédance d'entrée Z_{in}) ou pour contrôler le couplage mutuel entre les dipôles. La présentation des distributions de champ électromagnétique, dont quelques exemples ont été montrés ici, permet de mieux comprendre les contributions des paramètres constitutifs ($\varepsilon_z, \varepsilon_t, \mu_z$ et μ_t). D'autre part, cela montre que les milieux complexes présentent un grand potentiel dans la conception de composants micro-ondes innovants. Elle constitue un point de départ pour des travaux ultérieurs visant une meilleure compréhension du comportement du champ électromagnétique dans les milieux anisotropes et bianisotropes et de nombreux autres résultats intéressants sont attendus.

REFERENCES

- [1] Kong, J. A. (1972). Electromagnetic fields due to dipole antennas over stratified anisotropic media. *Geophysics*, 37(6), 985-996.
- [2] Tang, C. M. (1979). Electromagnetic fields due to dipole antennas embedded in stratified anisotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 27(5), 665-670.
- [3] Lee, J. K., & Kong, J. A. (1983). Dyadic Green's functions for layered anisotropic medium. *Electromagnetics*, 3(2), 111-130.
- [4] Eroglu, A., Lee, Y. H., & Lee, J. K. (2011). Dyadic Green's functions for multi-layered uniaxially anisotropic media with arbitrarily oriented optic axes. *IET microwaves, antennas & propagation*, 5(15), 1779-1788.
- [5] Sayad, D., Zebiri, C., Daoudi, S., & Benabdelaziz, F. (2019). Analysis of the effect of a gyrotropic anisotropy on the phase constant and characteristic impedance of a shielded microstrip line. *Advanced Electromagnetics*, 8(5), 15-22.
- [6] Nelson, R. M., Rogers, D. A., & D'Assuncao, A. G. (1990). Resonant frequency of a rectangular microstrip patch on several uniaxial substrates. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 38(7), 973-981.
- [7] Sayad, D., Benabdelaziz, F., Zebiri, C., Daoudi, S., & Abd-Alhameed, R. A. (2016). Spectral domain analysis of gyrotropic anisotropy chiral effect on the input impedance of a printed dipole antenna. *Progress In Electromagnetics Research M*, 51, 1-8.
- [8] Zebiri, C., Daoudi, S., Benabdelaziz, F., Lashab, M., Sayad, D., Ali, N. T., & Abd-Alhameed, R. A. (2016). Gyro-chirality effect of bianisotropic substrate on the operational of rectangular microstrip patch antenna. *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, 51(3), 249-260.

- [9] Pan, G. W., Tan, J., & Murphy, J. D. (1994). Full-wave analysis of microstrip floating-line discontinuities. *IEEE transactions on electromagnetic compatibility*, 36(1), 49-59.
- [10] Pozar, D. A. V. I. D. M. (1987). Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 35(6), 613-621.
- [11] Braaten, B. D., Rogers, D. A., & Nelson, R. M. (2009, November). Current distribution of a printed dipole with arbitrary length embedded in layered uniaxial anisotropic dielectrics. In *2009 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)* (pp. 72-77). IEEE.
- [12] McNay, D., & Mittra, R. (1990). *Efficient evaluation of the inner products in the spectral domain analysis of microstrip discontinuities*. Coordinated Science Laboratory, University of Illinois at Urbana-Champaign.
- [13] Pozar, D. (1982). Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 30(6), 1191-1196.
- [14] Uzunoglu, N., Alexopoulos, N., & Fikioris, J. (1979). Radiation properties of microstrip dipoles. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 27(6), 853-858.
- [15] Yang, H. Y., Nakatani, A., & Castaneda, J. A. (1990). Efficient evaluation of spectral integrals in the moment method solution of microstrip antennas and circuits. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 38(7), 1127-1130.
- [16] Chemseddine, Z. E. B. I. R. I. (2011). *EFFET DE L'ANISOTROPIE TENSORIELLE SUR LES PARAMETRES DES STRUCTURES PLANAIRES Contribution à une réalisation d'un résonateur micro-ondes* (Doctoral dissertation, Université Mentouri de Constantine).
- [17] Itoh, T. (1989). Recent advances in numerical methods for microwave and millimeter-wave passive structures. *IEEE transactions on magnetics*, 25(4), 2931-2934.
- [18] Djamel, S. A. Y. A. D. (2017). *Effet du Substrat sur les Paramètres des Structures multicouches Planaires Microondes. Contribution à une Modélisation de Composants Micro-ondes* (Doctoral dissertation, Université du 20 Août 1955).
- [19] Alexopoulos, N., & Rana, I. (1981). Mutual impedance computation between printed dipoles. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 29(1), 106-111.
- [20] Braaten, B. D., Nelson, R. M., & Rogers, D. A. (2009). Input impedance and resonant frequency of a printed dipole with arbitrary length embedded in stratified uniaxial anisotropic dielectrics. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 8, 806-810.
- [21] Wong, K. L., Wang, S. M., & Ke, S. Y. (1996). Measured input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas on a cylindrical surface. *Microwave and Optical Technology Letters*, 11(1), 49-50.
- [22] Graham, J. W., & Lee, J. K. (2012, July). Microstrip dipoles printed on biaxial substrates. In *Proceedings of the 2012 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation* (pp. 1-2). IEEE.

- [23] Braaten, B. D., Rogers, D. A., & Nelson, R. M. (2012). Multi-conductor spectral domain analysis of the mutual coupling between printed dipoles embedded in stratified uniaxial anisotropic dielectrics. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 60(4), 1886-1898.
- [24] Codreanu, I., & Boreman, G. D. (2002). Influence of dielectric substrate on the responsivity of microstrip dipole-antenna-coupled infrared microbolometers. *Applied Optics*, 41(10), 1835-1840.

CHAPITRE IV

Effet des milieux gyro-bianisotropes sur les
différents paramètres d'une antenne dipôle

IV.1 Introduction

Récemment, alors que les sciences des matériaux ont considérablement progressé, les milieux artificiels, tels que les matériaux chiraux et bianisotropes généraux, ont suscité un intérêt accru de la part des chercheurs et des industriels dans le domaine des micro-ondes et de l'optique en raison de leurs propriétés inhabituelles et passionnantes [1]-[15]. De nombreux travaux de recherche ont porté sur l'étude des structures d'antennes basées sur des matériaux chiraux en utilisant différentes techniques [16]-[18].

Dans ce chapitre, nous présentons une étude analytique pour l'investigation des effets des éléments magnétoélectriques d'un substrat bianisotrope réciproque et non réciproque sur l'impédance d'entrée, la longueur de résonance d'une antenne dipôle ainsi que sur le couplage mutuel entre deux éléments d'un réseau de dipôles imprimés dans trois géométries de configuration : large-côté, colinéaire et échelon imprimé sur le même matériau. Cette étude examine également l'effet du milieu bianisotrope considéré sur les distributions des champs électriques et magnétiques qui a été moins abordé dans la littérature pour les structures d'antennes. Les expressions des champs dans le domaine spectral sont déterminées par le développement analytique des équations de Maxwell en tenant compte des propriétés des relations constitutives. Afin de déterminer les expressions exactes des fonctions de Green dans le domaine de Fourier, les conditions aux limites associées à la structure étudiée, ont été appliquées à l'interface du substrat conducteur. L'étude prolonge notre travail précédent et est basée sur une formulation théorique spectrale et une technique de solution numérique utilisant la méthode des moments dans le domaine spectral : une méthode qui est bien connue dans l'analyse des structures planaires micro-ondes [1] [19]. Des résultats originaux sont obtenus et discutés avec les distributions des champs électriques et magnétiques pour une meilleure compréhension et interprétation.

IV.2 Formulation analytique

La géométrie générale d'une antenne dipôle planaire et le système de coordonnées associé, avec l'axe optique oz comme direction de propagation, sont illustrés à la figure IV.1. La structure planaire étudiée ici est basée sur un substrat complexe bianisotrope. La configuration présentée est utilisée pour étudier l'effet de la bianisotropie sur l'impédance d'entrée du dipôle imprimé (figure IV.1) et pour évaluer le couplage mutuel entre deux réseaux d'antennes dipôles (figure IV.1b).

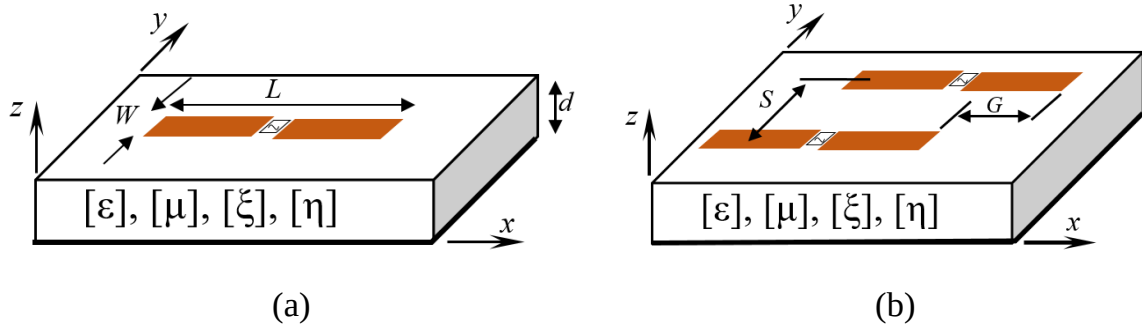


Figure IV.1(a) Structure d'une antenne dipôle imprimée (b) Géométrie des configurations de couplage mutuel.

Les tenseurs magnétoélectriques du matériau de la couche bianisotrope expriment le couplage entre les champs magnétique et électrique. Les relations constitutives correspondantes d'un milieu complexe bianisotrope général sont exprimées, dans leur forme générale, par [1] [2] [20] [21] :

$$\vec{D} = [\epsilon]\vec{E} + \sqrt{\epsilon_0\mu_0}[\eta]\vec{H} \quad (IV.1)$$

$$\vec{B} = [\mu]\vec{H} + \sqrt{\epsilon_0\mu_0}[\xi]\vec{E} \quad (IV.2)$$

où ϵ est la permittivité, μ est la perméabilité et ξ et η sont les paramètres magnétoélectriques exprimant le couplage entre les champs magnétique et électrique. En général, nous considérons pour l'étude un milieu complexe bianisotrope caractérisé par des tenseurs de permittivité, perméabilité et magnétoélectrique de dimension 3×3 .

En supposant que le couplage entre les champs magnétique et électrique n'existe que dans le plan x-y. Ces tenseurs ont les formes suivantes :

$$[\varepsilon] = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_t & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_t & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \quad (IV.3)$$

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_t & 0 & 0 \\ 0 & \mu_t & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \quad (IV.4)$$

$$[\xi] = \begin{bmatrix} 0 & (\chi_{xy} + j\xi_{xy}) & 0 \\ -(\chi_{xy} + j\xi_{xy}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (IV.5)$$

$$[\eta] = \begin{bmatrix} 0 & (\varsigma_{xy} + j\eta_{xy}) & 0 \\ -(\varsigma_{xy} + j\eta_{xy}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (IV.6)$$

En général, les effets de couplage magnétoélectrique peuvent être classés comme réciproques ou non réciproques. Dans les milieux réciproques, comme on peut facilement le déduire du théorème de réciprocité de Lorentz, les dyades de permittivité et de perméabilité sont symétriques et les deux coefficients de la dyade magnétoélectrique sont liés par la relation $[\eta] = -[\xi]^T$ [22], une seule dyade magnétoélectrique suffit pour décrire le couplage non réciproque. En effet, l'un des deux dyadiques est la transposition de l'autre $[\eta] = [\xi]^T$ [31].

Les paramètres de non-réciprocité χ_{xy} et ς_{xy} sont nécessaires pour modéliser l'effet magnétoélectrique naturel qui se produit, par exemple, dans certains cristaux ferromagnétiques et antiferromagnétiques. Il a été suggéré que de tels milieux peuvent

être réalisés en tant que composites artificiels pour des applications micro-ondes [23] [24]. Comme ces tenseurs ont une valeur réelle, la réponse de Tellegen brise la symétrie d'inversion temporelle, ce qui la distingue d'autres réponses électromagnétiques bianisotropes (comme les SRR et les méta-molécules chirales), qui ne le font pas [15] [25] [26]. Les $j\xi_{xy}$ et $j\eta_{xy}$ dans certaines conditions sont responsables des effets chiraux dans les milieux Pasteur isotropes. Comme il est communément admis, nous utilisons le nom de paramètre de chiralité pour le couplage $j\xi_{xy}$ et $j\eta_{xy}$ pour les milieux réciproques anisotropes également [23] [24].

Dans ce qui suit, nous étudions les cinq cas suivants selon les conditions de considération, qui sont [20]-[24] :

$$[\xi] = -[\eta]^T = [\eta] = \begin{bmatrix} 0 & j\xi_{xy} & 0 \\ -j\xi_{xy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{1er cas (Réciproque} \\ \text{Chiral)} \end{array} \quad (IV.7)$$

$$[\xi] = [\eta]^T = -[\eta] = \begin{bmatrix} 0 & j\xi_{xy} & 0 \\ -j\xi_{xy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{2ème cas (Non-} \\ \text{réciproque Chiral)} \end{array} \quad (IV.8)$$

$$[\xi] = -[\eta]^T = [\eta] = \begin{bmatrix} 0 & \chi_{xy} & 0 \\ -\chi_{xy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{3ème cas (Réciproque} \\ \text{gyro-bianisotropes)} \end{array} \quad (IV.9)$$

$$[\xi] = [\eta]^T = -[\eta] = \begin{bmatrix} 0 & \chi_{xy} & 0 \\ -\chi_{xy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{4ème cas (gyro-} \\ \text{bianisotropes Non-} \\ \text{réciproque)} \end{array} \quad (IV.10)$$

$$[\xi] = -[\eta]^T = [\eta] = \begin{bmatrix} 0 & (\chi_{xy} + j\xi_{xy}) & 0 \\ -(\chi_{xy} + j\xi_{xy}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{5ème cas (Complexe} \\ \text{réciproque bianisotrope)} \end{array} \quad (\text{IV.11})$$

Dans cette étude de cas, on considère une conception réelle de matériau bianisotrope qui supporte les modes de surface TE et TM. Ce matériau peut être réalisé avec des éléments complexes à valeur imaginaire des paramètres constitutifs. Ceci est réalisé en insérant un ensemble périodique d'inclusions dans un substrat diélectrique [3]. Un modèle expérimental réaliste de ce métamatériau bianisotrope est présenté dans [3] et [20]. Les cas les plus simples de ce milieu ont été étudiés comme substrat d'une antenne dipôle par Sayad *et al.* [18], où les éléments magnétoélectriques étaient égaux et purement imaginaires.

$$[\eta] = \begin{bmatrix} 0 & (\varsigma_{xy} + j\eta_{xy}) & 0 \\ -(\varsigma_{xy} + j\eta_{xy}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.12})$$

Les résultats montrent que le paramètre de chiralité sert de paramètre supplémentaire qui pourrait être utilisé pour contrôler ou ajuster l'impédance d'entrée pour améliorer la bande passante et miniaturiser la taille de l'antenne. Le cas des éléments magnétoélectriques non égaux a été étudié par Zebiri *et al.* dans [6].

$$[\xi] = j \begin{bmatrix} 0 & +\xi_{xy} & 0 \\ -\xi_{xy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.13})$$

$$[\eta] = j \begin{bmatrix} 0 & +\eta_{xy} & 0 \\ -\eta_{xy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.14})$$

Dans [2], [5]-[8] et [18], seuls les cas de milieux avec des éléments magnétoélectriques à valeurs imaginaires ont été étudiés, c'est-à-dire le cas d'un milieu chiral réciproque ($[\xi] = -[\eta]^T$). Dans ce travail, nous examinons le problème plus complexe, en prenant en considération la réciprocité et la non-réciprocité pour les éléments magnéto-électriques à valeur complexe (chiraux, achiraux, gyro-bianisotropes et bianisotropes généraux). Le présent travail se propose de réaliser cette nouveauté de cas qui n'ont jamais été étudiés auparavant pour les structures d'antennes. Le premier résultat qui doit être pris en considération est que ces milieux ont un potentiel important qui doit être étudié de manière approfondie.

Les ondes attendues se propageant dans une couche diélectrique à plan de masse sont des ondes de surface de type TE ou TM par rapport à l'interface normale [27]. Nous supposons la diffusion le long de la direction +z avec $e^{-j\beta z}$ comme facteur de diffusion. En partant des équations de Maxwell dans le domaine de Fourier, nous pouvons montrer que les composantes longitudinales du champ E_z et H_z satisfont deux équations d'ondes différentielles homogènes discrètes du second ordre de la forme :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial z^2} - \Gamma_1 \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial z} + \Gamma_2 \tilde{E}_z = 0 \quad (IV.15)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{H}_z}{\partial z^2} - \Gamma_1 \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial z} + \Gamma_3 \tilde{H}_z = 0 \quad (IV.16)$$

avec

$$\Gamma_1 = j\kappa_0 (\zeta_{xy} - \chi_{xy} + j(\eta_{xy} - \xi_{xy})) \quad (IV.15)$$

$$\Gamma_2 = \left(\left(\kappa_0^2 \epsilon_t \mu_t - \frac{\epsilon_t}{\epsilon_z} (\alpha^2 + \beta^2) \right) + \kappa_0^2 (\chi_{xy} + j\xi_{xy})(\zeta_{xy} + j\eta_{xy}) \right) \quad (IV.16)$$

$$\Gamma_3 = \left(\left(\kappa_0^2 \varepsilon_t \mu_t - \frac{\mu_t}{\mu_z} (\alpha^2 + \beta^2) \right) + \kappa_0^2 (\chi_{xy} + j\xi_{xy})(\varsigma_{xy} + j\eta_{xy}) \right) \quad (\text{IV.17})$$

La particularité de ce milieu est décrite par le terme supplémentaire $\Gamma_1 \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial z}$ dans l'équation d'onde différentielle du second ordre. Ce terme supplémentaire peut être interprété par une perte ou un gain dans l'amplitude des champs électromagnétiques [6], ce qui rappelle l'équation de Schrödinger pour un électron en présence d'un potentiel magnétique [15].

Si $[\xi] = [\eta]$, $\Gamma_1 = 0$ on rencontre le cas des milieux bianisotropes réciproques. Il est confirmé que la non-réciprocité contribue à l'apparition du terme $\Gamma_1 \neq 0$ et qui peut être interprété par la présence d'un moment magnétique [15].

IV.3 Évaluation du tenseur de Green

Comme il existe deux régions distinctes, le diélectrique (région 1) et l'air (région 2), nous devons définir séparément les composantes des champs dans ces deux régions, puis faire correspondre les champs tangentiels sur l'interface air-diélectrique. La résolution des deux équations différentielles (IV.18) et (IV.19) dans la région 1, donne :

$$\tilde{E}_z(\gamma_e, z) = e^{\kappa_0 \kappa_c z} e^{j\kappa_t \kappa_0 z} (A_e \cosh(\gamma_e z) + B_e \sinh(\gamma_e z)) \quad (\text{IV.18})$$

$$\tilde{H}_z(\gamma_h, z) = e^{\kappa_0 \kappa_c z} e^{j\kappa_t \kappa_0 z} (A_h \sinh(\gamma_h z) + B_h \cosh(\gamma_h z)) \quad (\text{IV.19})$$

où A_e , B_e , A_h et B_h sont des constantes complexes et

$$\kappa_c = \frac{(\xi_{xy} - \eta_{xy})}{2} \quad (\text{IV.20})$$

$$\kappa_t = \frac{(\varsigma_{xy} - \chi_{xy})}{2} \quad (\text{IV.21})$$

$$\gamma_e^2 = \left(\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_z} (\alpha^2 + \beta^2) - \kappa_0^2 \varepsilon_t \mu_t \right) - \left(\frac{\kappa_0}{2} (\varsigma_{xy} + \chi_{xy} + j(\eta_{xy} + \xi_{xy})) \right)^2 \quad (\text{IV.22})$$

$$\gamma_h^2 = \left(\frac{\mu_t}{\mu_z} (\alpha^2 + \beta^2) - \kappa_0^2 \varepsilon_t \mu_t \right) - \left(\frac{\kappa_0}{2} (\varsigma_{xy} + \chi_{xy} + j(\eta_{xy} + \xi_{xy})) \right)^2 \quad (\text{IV.23})$$

En l'absence du paramètre de Gyro-bianisotrope ($\varsigma_{xy} = \chi_{xy} = 0$), les expressions ci-dessus sont les mêmes que celles trouvées dans [6]. Ainsi, nous constatons que la solution pour une onde EM plane dans un milieu bianisotrope (avec ou sans pertes) consiste en une onde de propagation non réciproque dirigée vers z+ et une onde dirigée vers z avec $e^{\kappa_0 \kappa_c z} e^{j\kappa_t \kappa_0 z}$. Pour le chiral, ce terme sera $e^{\kappa_0 \kappa_c z}$. Il peut y avoir un gain dans une direction et une perte dans l'autre. Le milieu non réciproque contribue par une phase $e^{j\kappa_t \kappa_0 z}$ dans la solution qui doit être examinée approfondément dans des travaux futurs.

Cependant, ces deux ondes n'ont plus une amplitude constante au cours de leur déplacement, mais décroissent de façon exponentielle avec la distance parcourue, comme l'indique le terme $e^{-\alpha z}$ de l'onde dirigée vers z+ et le terme $e^{\alpha z}$ de l'onde dirigée vers z-. La solution ressemble à celle d'un milieu diélectrique à pertes dans une seule direction et pour un seul milieu ($\eta_{xy} = -\xi_{xy}, \varsigma_{xy} = -\chi_{xy}$). Il s'agit d'une caractéristique très intéressante qui doit être bien prise en compte. Car dans ces conditions, le milieu se comporte comme un diélectrique isotrope avec la présence du terme $e^{\kappa_0 \kappa_c z} e^{j\kappa_t \kappa_0 z}$.

Dans la région de l'air, les composantes du champ diminuent par rapport à z, pour lesquelles nous admettons les expressions suivantes :

$$\tilde{E}_z(\gamma_0, z) = C_e e^{-\gamma_0(z-d)} \quad (\text{IV.24})$$

$$\tilde{H}_z(\gamma_0, z) = C_h e^{-\gamma_0(z-d)} \quad (\text{IV.25})$$

avec

$$\gamma_0 = \sqrt{(\alpha^2 + \beta^2) - \kappa_0^2} \quad (\text{IV.26})$$

C_e et C_h sont des constantes complexes.

L'application des conditions aux limites appropriées à $z=0$ et $z=d$ permet de déterminer les constantes complexes A_e , B_e , C_e , A_h , B_h et C_h qui apparaissent dans les expressions des composantes du champ électromagnétique dans les deux régions [18].

Le développement algébrique des expressions mathématiques dérivées conduit à la formulation du champ électrique estimé à l'interface air-diélectrique entre les deux régions en fonction des densités de courant $\tilde{J}_x$ et $\tilde{J}_y$. Le tenseur de Green spectral est dérivé et satisfait le système d'équations suivant [6] [18].

$$\tilde{E}_x = \tilde{G}_{xx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{xy} \tilde{J}_y \quad (\text{IV.27})$$

$$\tilde{E}_y = \tilde{G}_{yx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{yy} \tilde{J}_y \quad (\text{IV.28})$$

où $\tilde{J}_x$ et $\tilde{J}_y$ sont les transformées de Fourier des densités de courant sur les bandes conductrices.

Dans l'analyse des configurations de dipôles étroits, la structure considérée ici, la densité de courant transversal dans la direction y est généralement ignorée, car on

suppose que la largeur du dipôle est négligeable [18]. $\tilde{G}_{xx}$ est donc la seule fonction de Green présentée, puisque les autres ne sont pas impliquées dans les calculs. $\tilde{G}_{xx}$ pour ce milieu bianisotrope est dérivée et est donnée par :

$$G_{xx} = \frac{-j}{\omega \varepsilon_0 (\alpha^2 + \beta^2)} \left[\frac{\alpha^2 \gamma_0 (\gamma_e^2 + \gamma_c^2)}{\gamma_0 \varepsilon_t \gamma_e \coth(\gamma_e d) + ((\gamma_e^2 + \gamma_c^2) - j \gamma_0 \varepsilon_t \gamma_c)} - \frac{\beta^2 \kappa_0^2 \mu_t}{(\gamma_h \coth(\gamma_h d) + \mu_t \gamma_0 - j \gamma_c)} \right] \quad (IV.29)$$

Avec

$$\gamma_c^2 = \left(\frac{\kappa_0}{2} ((\varsigma_{xy} + \chi_{xy}) + j(\eta_{xy} + \xi_{xy})) \right)^2 \quad (IV.30)$$

Des sous cas dépendant de l'élément magnétoélectrique de ce milieu général bianisotrope peuvent être vérifiés. Pour $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0$, l'expression du tenseur de Green est la même que celle trouvée dans [6], pour $[\xi] = [\eta] \neq 0$, on trouve l'expression dérivée dans [18] et pour un diélectrique avec une anisotropie uniaxiale $[\xi] = [\eta] = 0$, on obtient le même milieu et les mêmes expressions que ceux traités dans [16] et [17].

Le détail mathématique des équations résultantes donne la formulation du champ électrique évalué à l'interface air- diélectrique en termes de densités de courant $\tilde{J}_x$ et $\tilde{J}_y$. En appliquant les conditions aux limites, les expressions des composantes x, y et z des champs électriques et magnétiques dans les régions du diélectrique et de l'air peuvent être formulées comme suit :

• **1^{ère} région (diélectrique)**

$$\tilde{E}_{x1}(\alpha, \beta, z) = j \frac{e^{\frac{1}{2}\kappa_0\kappa_c(z-d)}}{\alpha^2 + \beta^2} \frac{1}{\omega\epsilon_0} \left(-\alpha(\gamma_e^2 + \gamma_c^2) \gamma_0 \text{Se} \times A_e + \beta \kappa_0^2 \mu_t \text{Sh} \times A_h \right) \quad (\text{IV.31})$$

$$\tilde{E}_{y1}(\alpha, \beta, z) = j \frac{e^{\frac{1}{2}\kappa_0\kappa_c(z-d)}}{\alpha^2 + \beta^2} \frac{1}{\omega\epsilon_0} \left(-\beta(\gamma_e^2 + \gamma_c^2) \gamma_0 \text{Se} \times A_e - \alpha \kappa_0^2 \mu_t \text{Sh} \times A_h \right) \quad (\text{IV.32})$$

$$\tilde{E}_{z1}(\alpha, \beta, z) = -e^{\frac{1}{2}\kappa_0\kappa_c(z-d)} \frac{\gamma_0 \gamma_{ec} \epsilon_t}{\omega \epsilon_0 \epsilon_z} \text{Se} \times A_e \quad (\text{IV.33})$$

$$\tilde{H}_{x1}(\alpha, \beta, z) = \frac{e^{\frac{1}{2}\kappa_0\kappa_c(z-d)}}{\alpha^2 + \beta^2} \left(\beta \gamma_0 \epsilon_t \gamma_{ec} \text{Se} \times A_e - \alpha \gamma_{hc} \text{Sh} \times A_h \right) \quad (\text{IV.34})$$

$$\tilde{H}_{y1}(\alpha, \beta, z) = \frac{e^{\frac{1}{2}\kappa_0\kappa_c(z-d)}}{\alpha^2 + \beta^2} \left(-\alpha \gamma_0 \epsilon_t \gamma_{ec} \text{Se} \times A_e - \beta \gamma_{hc} \text{Sh} \times A_h \right) \quad (\text{IV.35})$$

$$\tilde{H}_{z1}(\alpha, \beta, z) = j e^{\frac{1}{2}\kappa_0\kappa_c(z-d)} \frac{\mu_t}{\mu_z} \text{Sh} \times A_h \quad (\text{IV.36})$$

• **2^{ème} région (air)**

$$\tilde{E}_{x2}(\alpha, \beta, z) = j \frac{e^{-\gamma_0(z-d)}}{\alpha^2 + \beta^2} \frac{1}{\omega\epsilon_0} \left(-\alpha \gamma_0 (\gamma_e^2 + \gamma_c^2) A_e + \mu_t \beta \kappa_0^2 A_h \right) \quad (\text{IV.37})$$

$$\tilde{E}_{y2}(\alpha, \beta, z) = j \frac{e^{-\gamma_0(z-d)}}{\alpha^2 + \beta^2} \frac{1}{\omega\epsilon_0} \left(-\beta \gamma_0 (\gamma_e^2 + \gamma_c^2) A_e - \mu_t \alpha \kappa_0^2 A_h \right) \quad (\text{IV.38})$$

$$\tilde{E}_{z2}(\alpha, \beta, z) = \frac{(\gamma_e^2 + \gamma_c^2)}{\omega\epsilon_0} A_e e^{-\gamma_0(z-d)} \quad (\text{IV.39})$$

$$\tilde{H}_{x2}(\alpha, \beta, z) = \frac{e^{-\gamma_0(z-d)}}{\alpha^2 + \beta^2} \left(-\beta(\gamma_e^2 + \gamma_c^2)A_e + \mu_t \alpha \gamma_0 A_h \right) \quad (\text{IV.40})$$

$$\tilde{H}_{y2}(\alpha, \beta, z) = \frac{e^{-\gamma_0(z-d)}}{\alpha^2 + \beta^2} \left(\alpha(\gamma_e^2 + \gamma_c^2)A_e + \beta \mu_t \gamma_0 A_h \right) \quad (\text{IV.41})$$

$$\tilde{H}_{z2}(\alpha, \beta, z) = j \mu_t A_h e^{-\gamma_0(z-d)} \quad (\text{IV.42})$$

avec

$$A_e = \frac{\alpha \tilde{J}_x + \beta \tilde{J}_y}{(\gamma_e^2 + \gamma_c^2 + \gamma_0 \varepsilon_t (\gamma_e \coth(\gamma_e d) - j \gamma_c))} \quad (\text{IV.43})$$

$$A_h = \frac{\beta \tilde{J}_x - \alpha \tilde{J}_y}{(\gamma_h \coth(\gamma_h d) - j \gamma_c + \gamma_0 \mu_t)} \quad (\text{IV.44})$$

$$\gamma_{ec} = (\gamma_e \coth(\gamma_e d) - j \gamma_c) \quad (\text{IV.45})$$

$$\gamma_{hc} = (\gamma_h \coth(\gamma_h d) - j \gamma_c) \quad (\text{IV.46})$$

$$Se = \frac{\sinh(\gamma_e z)}{\sinh(\gamma_e d)} \quad (\text{IV.47})$$

$$Sh = \frac{\sinh(\gamma_h z)}{\sinh(\gamma_h d)} \quad (\text{IV.48})$$

IV.4 Résultats numériques

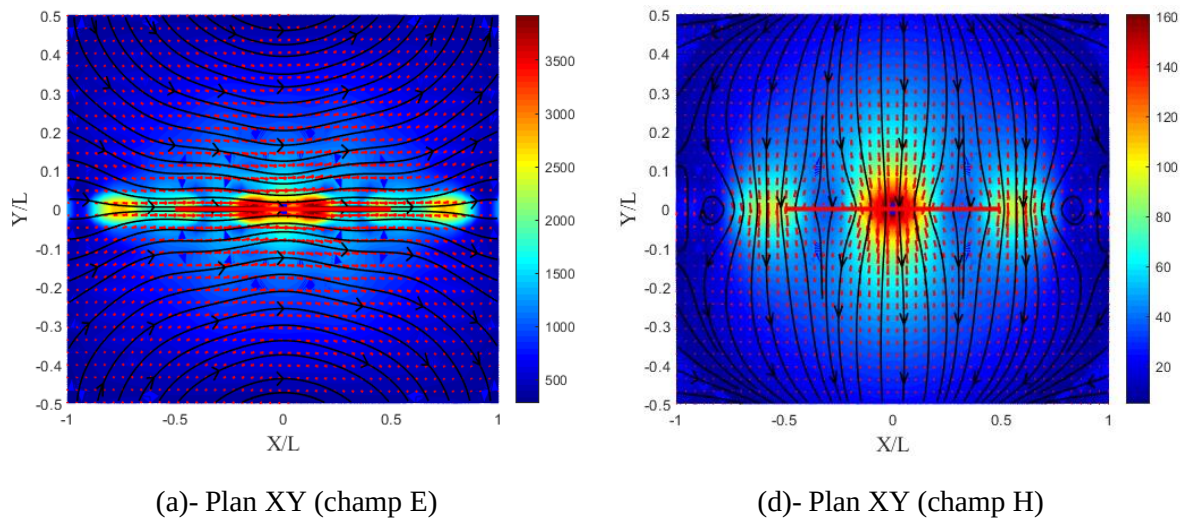
Nous nous intéressons à l'étude de l'effet du substrat gyro-bianisotrope sur l'impédance d'entrée, la longueur de résonance du dipôle d'une épaisseur $d = 0.1060\lambda_0$,

une largeur $W = 0.0004\lambda_0$ par rapport à la longueur normalisée L/λ_0 , et le couplage mutuel entre le réseau de dipôles à deux éléments selon trois configurations, pour $L=150\text{mm}$, $W=0.5\text{mm}$, $f=500\text{MHz}$ et $d= 1.58\text{mm}$. Les cinq cas : milieux chiral, achiral, Gyro-bianisotrope et bianisotrope complexe sont étudiés. Les résultats correspondants sont discutés et commentés.

IV.4.1 Validation

L'efficacité de la méthode utilisée et la précision de la technique de résolution sont testées ; une étude comparative a été menée. Nous avons d'abord considéré le cas isotrope ($\epsilon_t = \epsilon_z = 3.25$ et $\mu_r = 1$). Une représentation comparative des résultats de l'impédance d'entrée et du couplage mutuel pour les mêmes paramètres de configuration utilisés ci-dessus est donnée au chapitre 3. Cette représentation montre un bon accord par rapport aux données disponibles rapportées dans la littérature.

Les distributions du champ électrique dans les plans XY, XZ et YZ sont présentées sur les figures IV.2 (a) à (c). Les distributions du champ illustrent un dipôle isotrope classique avec le plan XZ comme plan E. De même, les distributions du champ magnétique dans les plans XY, XZ et YZ sont présentées dans les Fig. IV.2 (d)-(e). Nous observons des lignes de rotation du champ magnétique autour du dipôle dans le plan YZ (le plan H) selon la Fig. IV.2.



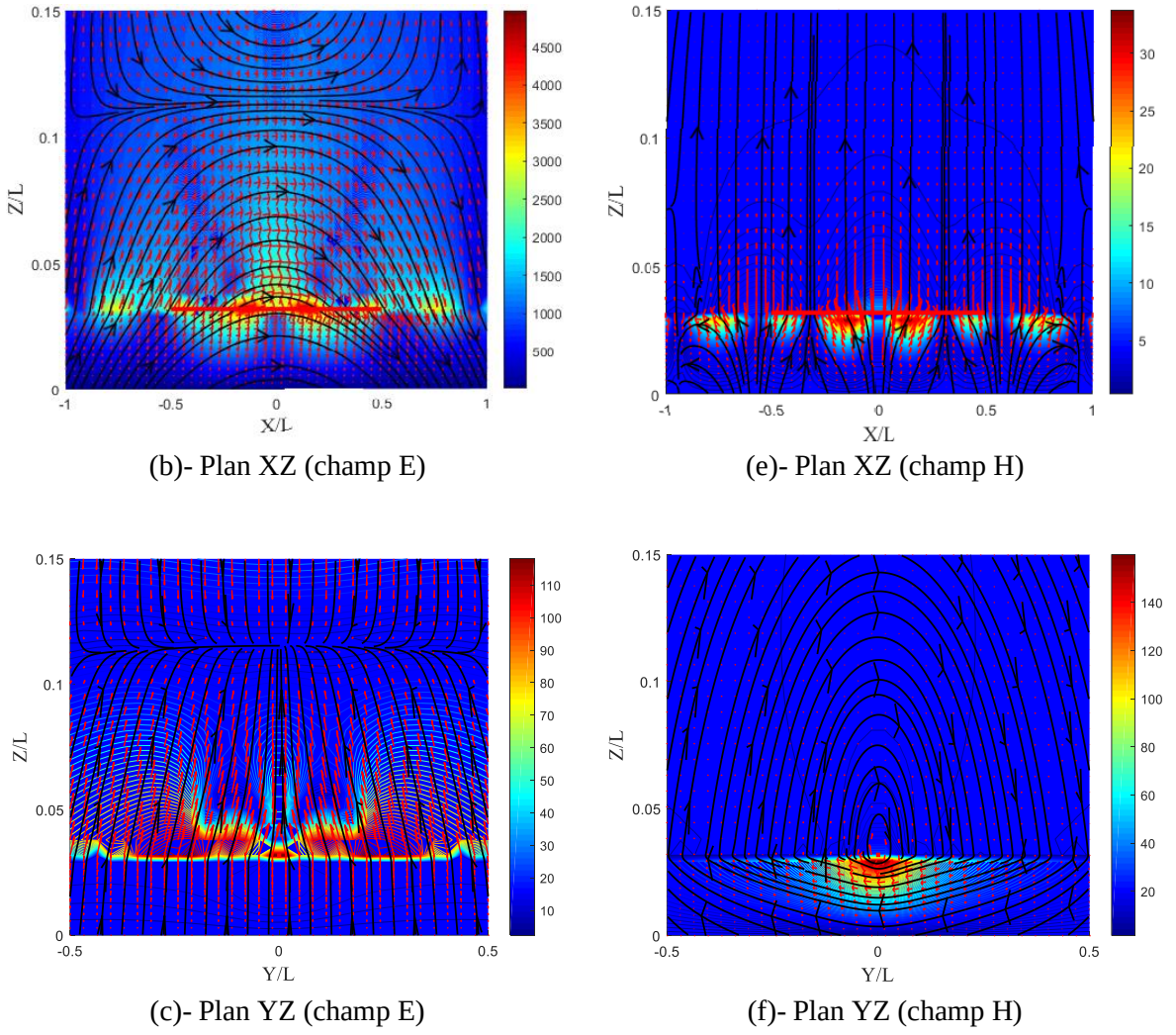


Figure IV.2 Distribution des composantes du champ électromagnétique du substrat isotrope (a)-(c) composantes du champ électrique et (d)-(f) du champ magnétique.

IV.4.2 Effet de l'achiral non réciproque ($\xi_{xy} = -\eta_{xy}$) sur l'impédance d'entrée et le couplage mutuel

Les figures IV.3 et IV.4 montrent, respectivement, l'impédance d'entrée et le couplage mutuel pour un cas de milieu achiral non réciproque ($\xi_{xy} = -\eta_{xy} = 1$), comparé au cas isotrope. Aucun effet n'est remarqué ni sur l'impédance d'entrée ni sur le couplage mutuel. Ceci peut être justifié par les champs électromagnétiques et les expressions de la fonction de Green. Dans ce cas ($\xi_{xy} = -\eta_{xy}$), on remarque qu'aucune contribution de l'achiralité n'est observée dans les expressions des équations IV.15, IV.16 et IV.29.

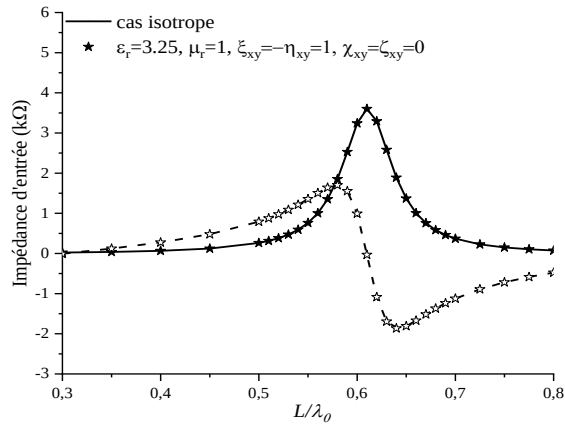


Figure IV.3 Effet des éléments achiraux non-réciproques ($\xi_{xy} = -\eta_{xy}$) sur l'impédance d'entrée.

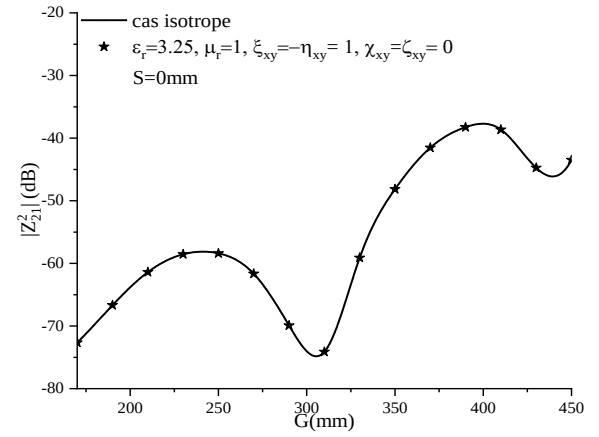
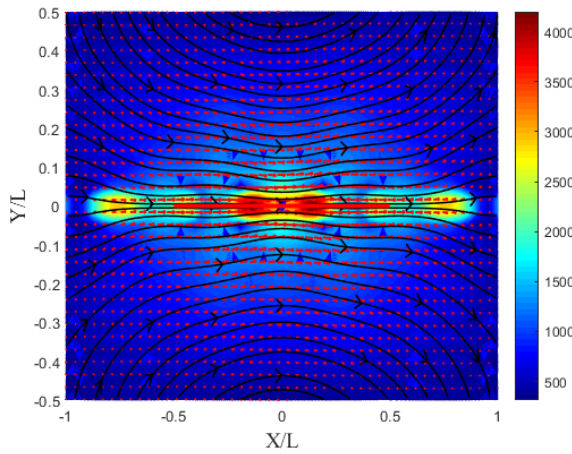
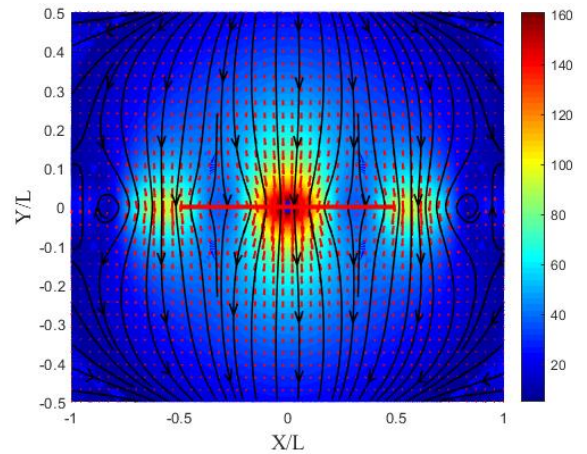


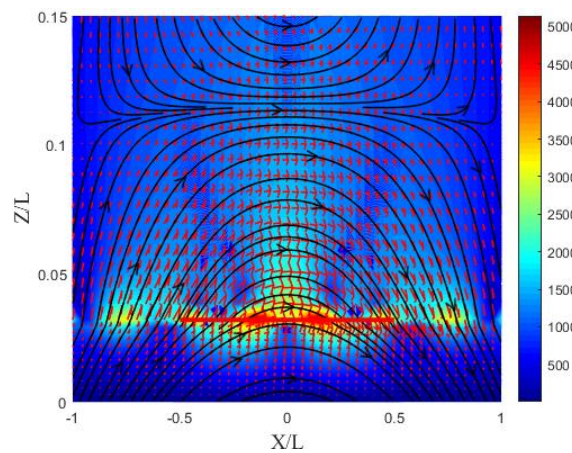
Figure IV.4 Couplage mutuel de la configuration en échelon des éléments achiraux non réciproques ($\xi_{xy} = -\eta_{xy}$).



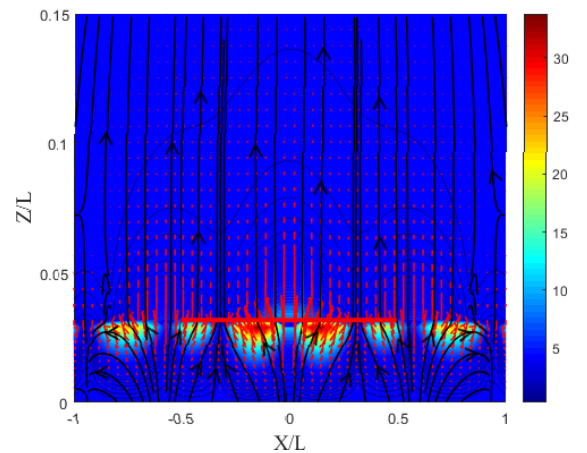
(a)- Plan XY (champ E)



(d)- Plan XY (champ H)



(b)- Plan XZ (champ E)



(e)- Plan XZ (champ H)

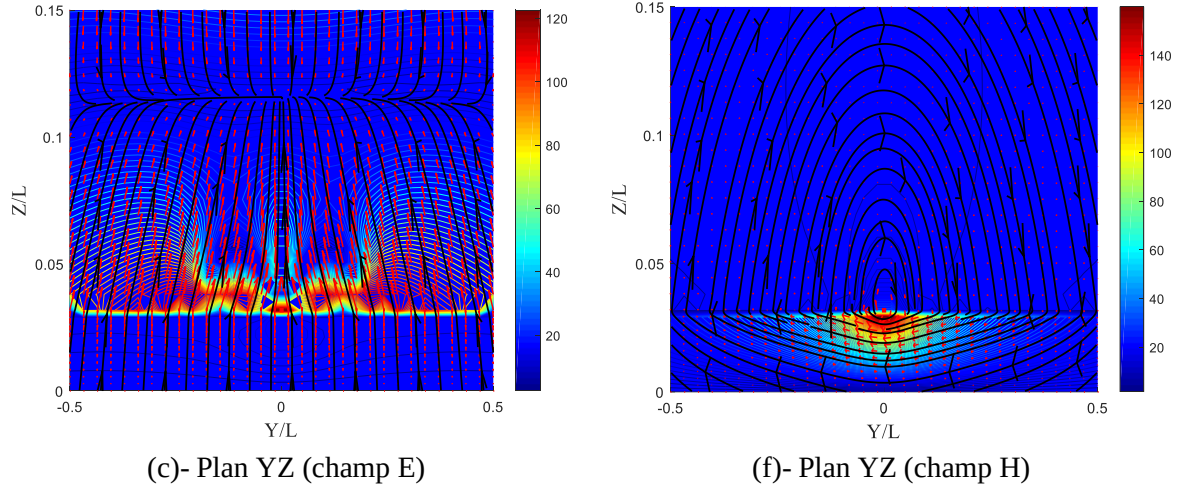


Figure IV.5 Distribution des composantes du champ électromagnétique pour le cas $\xi_{xy} = -\eta_{xy}$, (a)-(c) composantes du champ électrique et (d)-(f) du champ magnétique.

Les distributions des champs électrique et magnétique dans les plans XY, XZ et YZ sont présentées sur les figures IV.5 (a)-(c) et (d)-(f), respectivement. Les lignes du champ électromagnétique pour ce cas n'ont pas changé et ont conservé la forme du dipôle de substrat isotrope conventionnel (Fig. IV.2 (a)-(f)). On note une légère augmentation des composantes du champ électromagnétique.

IV.4.3 Effet de la chiralité réciproque ($\xi_{xy} = \eta_{xy}$) sur l'impédance d'entrée et la fréquence de résonance

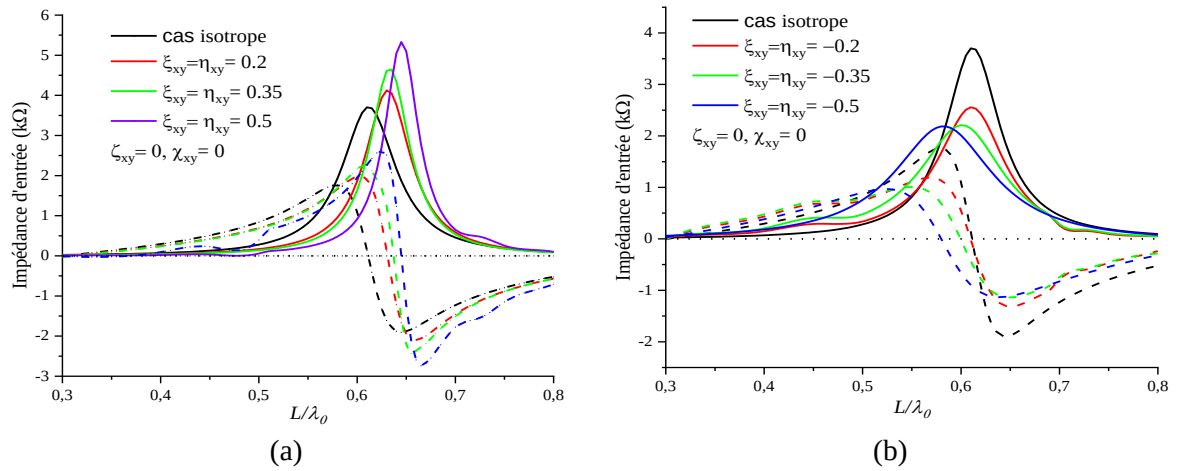


Figure IV.6 Effets de (a) : chiralité réciproque positive et (b) : chiralité réciproque négative sur l'impédance d'entrée.

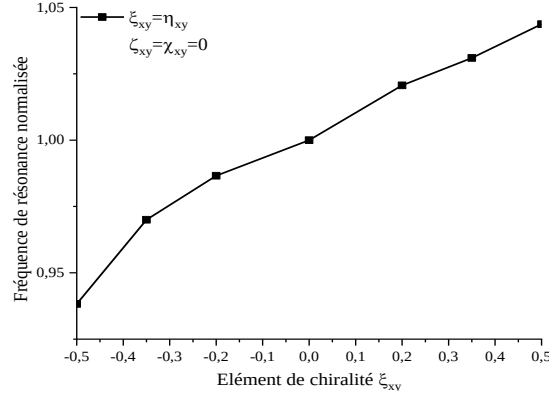
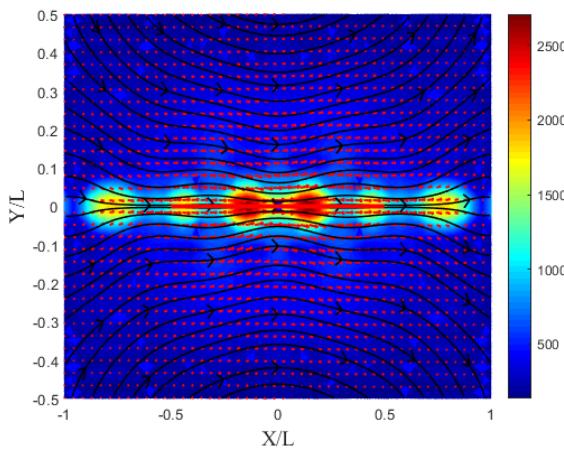


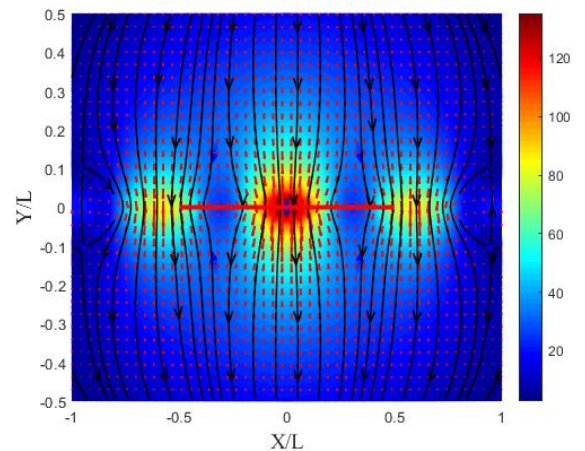
Figure IV.7 Fréquence de résonance normalisée avec des milieux chiraux réciproques.

Les figures IV.6a et IV.6b illustrent la variation de l'impédance d'entrée d'une antenne dipôle chirale réciproque pour différentes valeurs positives et négatives de ξ_{xy} et η_{xy} avec une permittivité de $\varepsilon_t = \varepsilon_z = 3.25$ et une perméabilité de $\mu_r = 1$, par rapport au cas du milieu isotrope.

Dans ce cas, l'effet des paramètres ξ_{xy} et η_{xy} n'est pas réciproque, que ce soit sur la forme de l'impédance d'entrée (Figs. IV.6a et b) ou bien sur la fréquence de résonance (Fig. IV.7). Le maximum (pic) de l'impédance d'entrée et la fréquence de résonance augmentent avec les valeurs positives croissantes des éléments magnétoélectriques (ξ_{xy} et η_{xy}) et inversement pour les valeurs négatives. Pour $\xi_{xy} = \eta_{xy} = 0.5$ ($\xi_{xy} = -\eta_{xy} = -0.5$), on observe une augmentation (une diminution) de 50% du pic de l'impédance d'entrée.



(a)- Plan XY (champ E)



(d)- Plan XY (champ H)

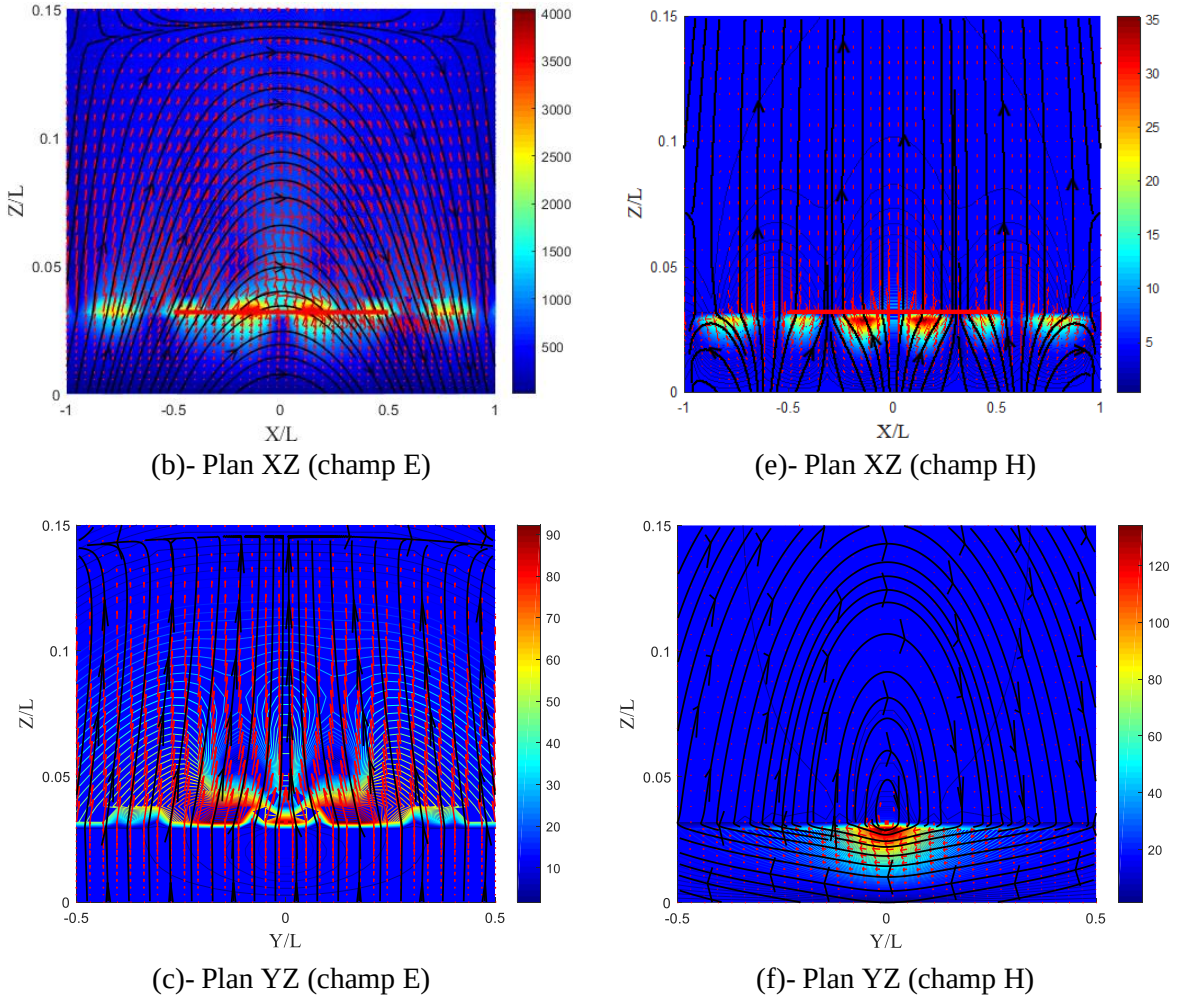


Figure IV.8 Distribution des composantes du champ électromagnétique pour le cas $\xi_{xy} = \eta_{xy} = 0.5$, (a)-(c) composantes du champ électrique et (d)-(f) du champ magnétique.

Le signe des éléments ($\xi_{xy} = 0.5$ et $\xi_{xy} = -0.5$) influence différemment la distribution des champs dans ce cas. D'après les figures IV.8(a)-(f) pour $\xi_{xy} = 0.5$, on remarque que l'amplitude des composantes du champ augmente de 14% dans le plan E avec une légère diminution dans les autres plans. Une légère diminution des composantes du champ magnétique est remarquée également pour les trois plans. λ_z dans ce cas a subi une augmentation.

Selon les figures IV.9(a)-(f), pour $\xi_{xy} = -0.5$, nous remarquons que l'effet dans ce cas est inversé par rapport au cas précédent ($\xi_{xy} = 0.5$). L'amplitude des composantes du champ électrique diminue de 24% dans le plan E avec une légère augmentation dans les autres plans. λ_z dans ce cas a subi une diminution. Cependant,

pour ce cas, une diminution plus importante des composantes du champ magnétique est remarquée dans les trois plans.

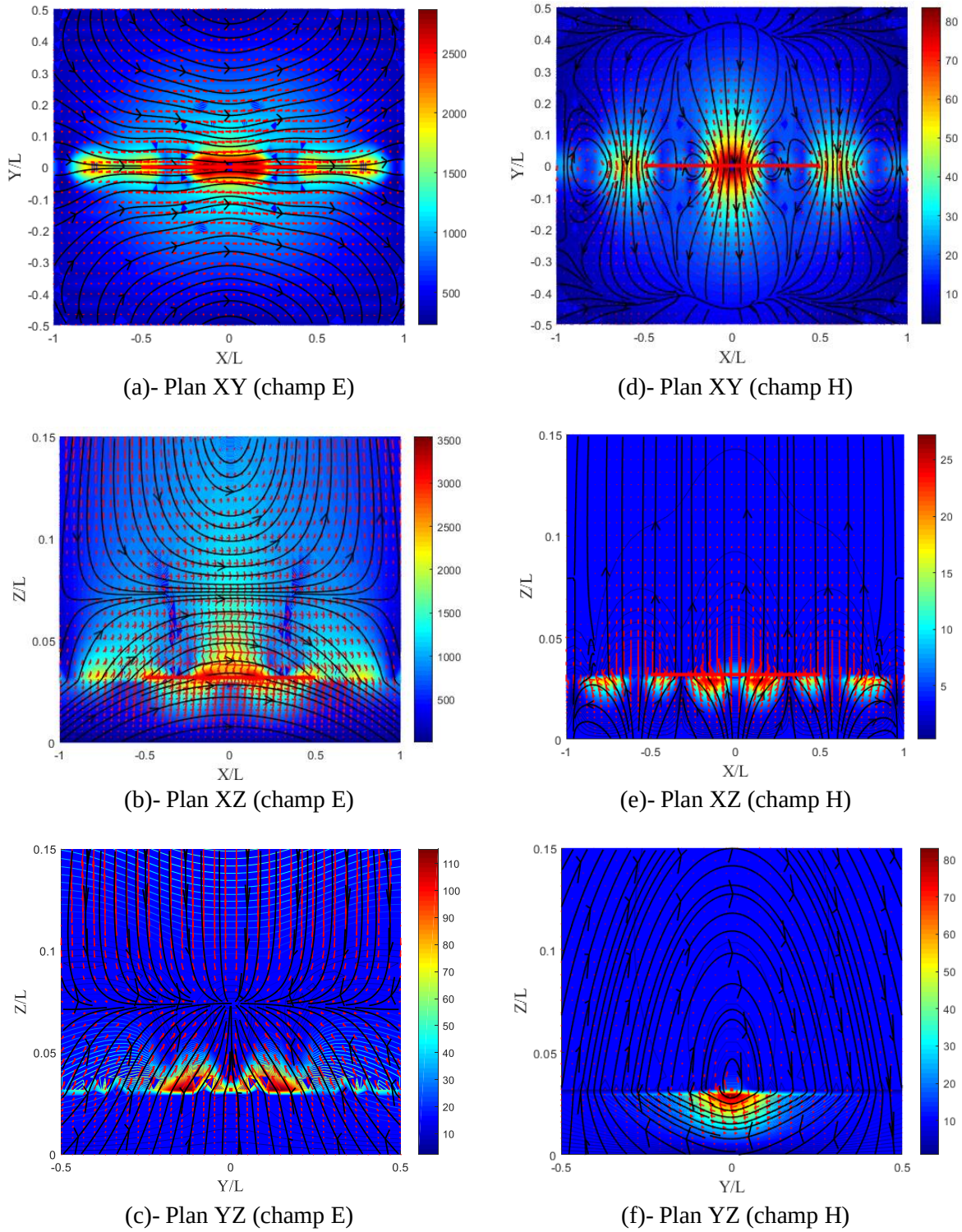


Figure IV.9 Distribution des composantes du champ électromagnétique pour le cas $\xi_{xy} = \eta_{xy} = -0.5$, (a)-(c) composantes du champ électrique et (d)-(f) du champ magnétique.

IV.4.4 Effet du milieu Gyro-bianisotrope non réciproque ($\chi_{xy} = -\zeta_{xy}$) sur l'impédance d'entrée et le couplage mutuel

Dans ce cas ($\chi_{xy} = -\zeta_{xy}$), comme dans le cas de l'achiral non réciproque ($\xi_{xy} = -\eta_{xy} = 1$), on remarque qu'aucun effet du milieu Gyro-bianisotrope non réciproque n'a été absolument observé sur l'impédance d'entrée (Fig. IV.10), de même pour le couplage mutuel (Fig. IV.11) et les distributions des composantes des champs (Fig. IV.12a-f). Sauf que la distribution du champ électrique dans le plan XZ (Fig. IV.12c) est complètement différente de celle du cas isotrope et des cas précédents, et reste sans rapport, car le champ électrique dans ce cas est faible par rapport à celui du plan XZ (plan E).

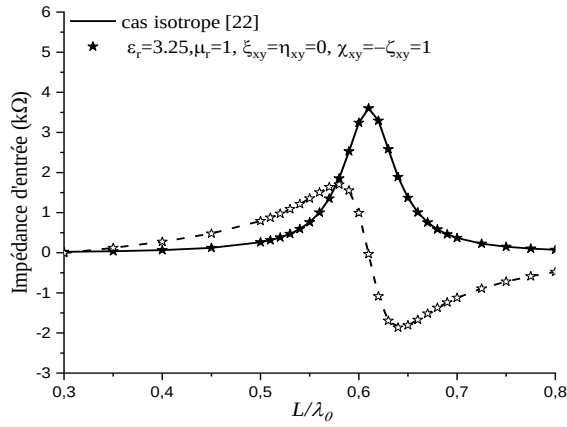


Figure IV.10 Effet des éléments achiraux non-réciproques ($\chi_{xy} = -\zeta_{xy}$) sur l'impédance d'entrée.

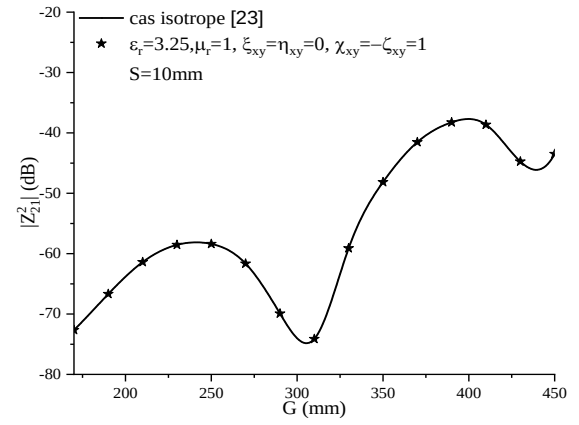
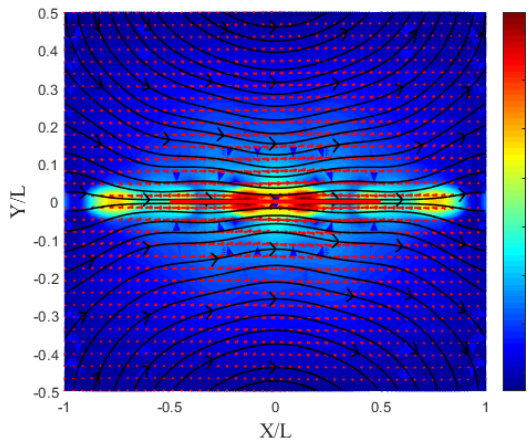
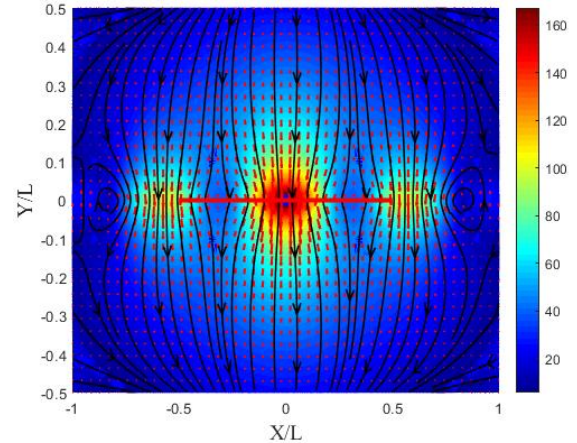


Figure IV.11 Couplage mutuel de la configuration en échelon des éléments achiraux non réciproques ($\chi_{xy} = -\zeta_{xy}$).



(a)- Plan XY (champ E)



(d)- Plan XY (champ H)

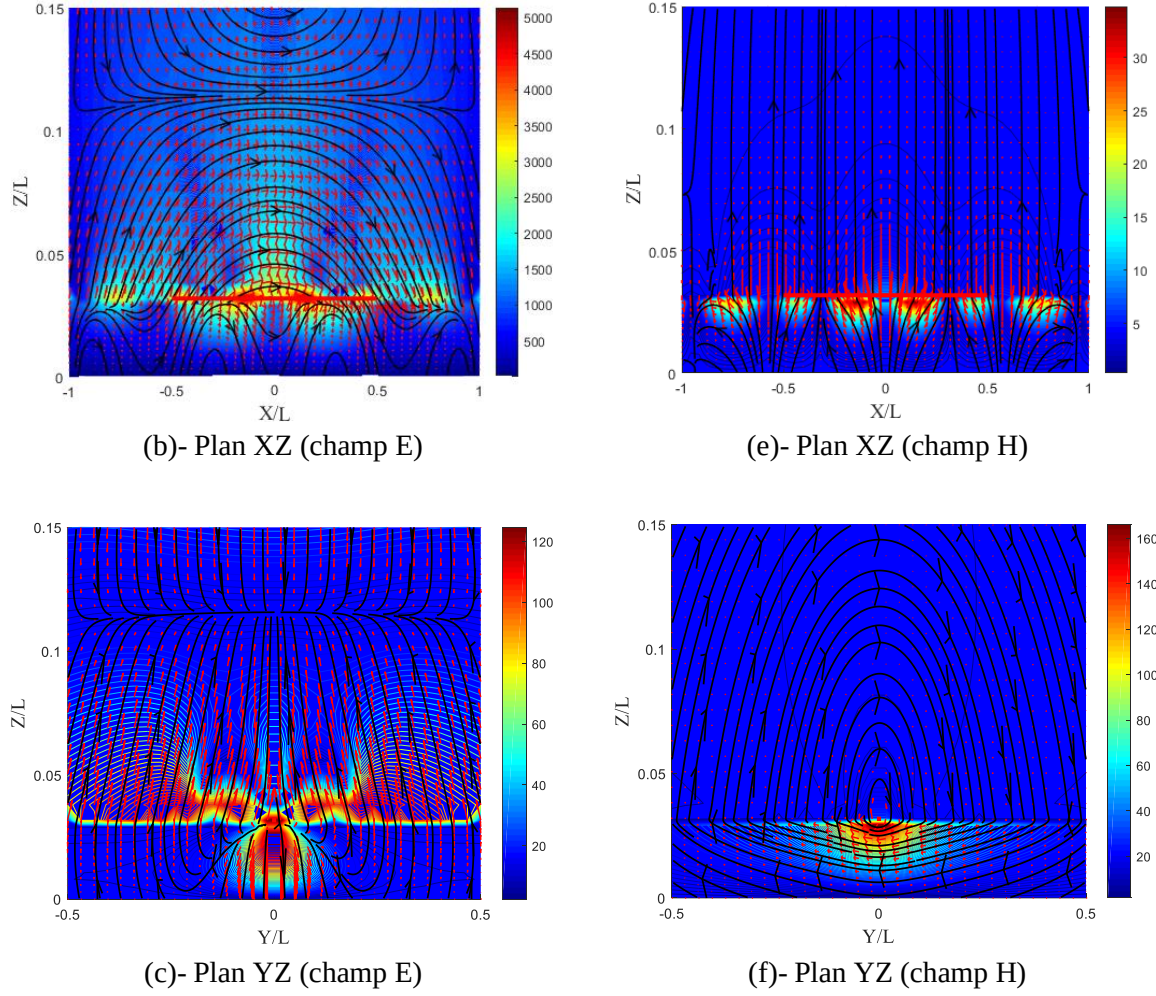


Figure IV.12 Distribution des composantes du champ électromagnétique pour le cas $\chi_{xy} = -\varsigma_{xy}$,
(a)-(c) composantes du champ électrique et (d)-(f) du champ magnétique.

IV.4.5 Effet du milieu Gyro-bianisotrope réciproque ($\chi_{xy} = \varsigma_{xy}$) sur l'impédance d'entrée et la fréquence de résonance

Les figures IV.13 et 14 illustrent l'effet de l'élément Gyro-bianisotrope bianisotrope sur l'impédance d'entrée et la fréquence de résonance, respectivement. Les valeurs de cette dernière sont les zéros de la courbe de la réactance (partie imaginaire de l'impédance d'entrée) de la Fig. IV.13 [28] [29].

Il est à noter que, dans le cas des valeurs positives des éléments magnétoélectriques ($\chi_{xy} = \varsigma_{xy}$), la variation de l'amplitude de l'impédance d'entrée

augmente et inversement pour les valeurs négatives (Figs IV.13). D'autre part, les points de résonance se déplacent vers la gauche du cas isotrope par rapport aux valeurs positives (Fig. IV.13a). Alors que les valeurs négatives ont tendance à se déplacer vers la droite comme le montre la figure IV.13b. On remarque que l'élément Gyro-bianisotrope a un effet significatif sur l'impédance d'entrée.

La figure IV.14 montres que la fréquence de résonance diminue de manière significative avec l'augmentation du milieu réciproque Gyro-bianisotrope, contrairement au cas où les éléments sont purement imaginaires.

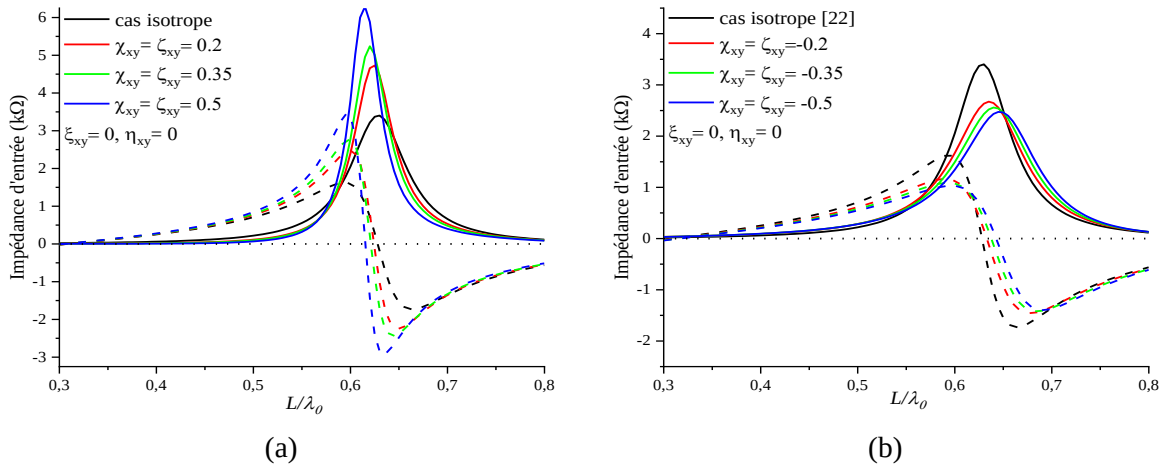


Figure IV.13 Effets de (a) : chiralité réciproque positive et (b) : chiralité réciproque négative sur l'impédance d'entrée.

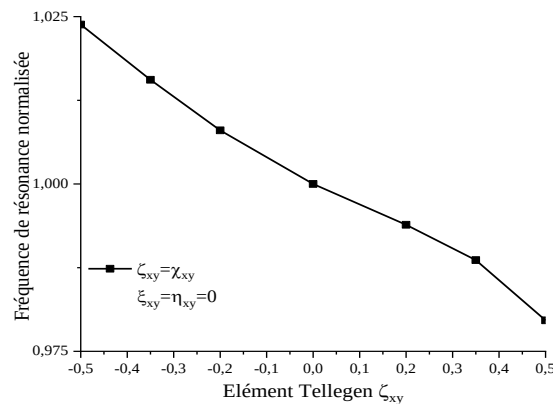


Figure IV.14 Fréquence de résonance normalisée avec des milieux Gyro-bianisotrope réciproques.

D'après les Figures. IV.15(a)-(f), la distribution du champ électromagnétique a gardé la même forme, sauf que les composantes du champ électrique ont presque

doublé dans le plan E. De même, les composantes du champ magnétique sont multipliées par 1.7 dans le plan H.

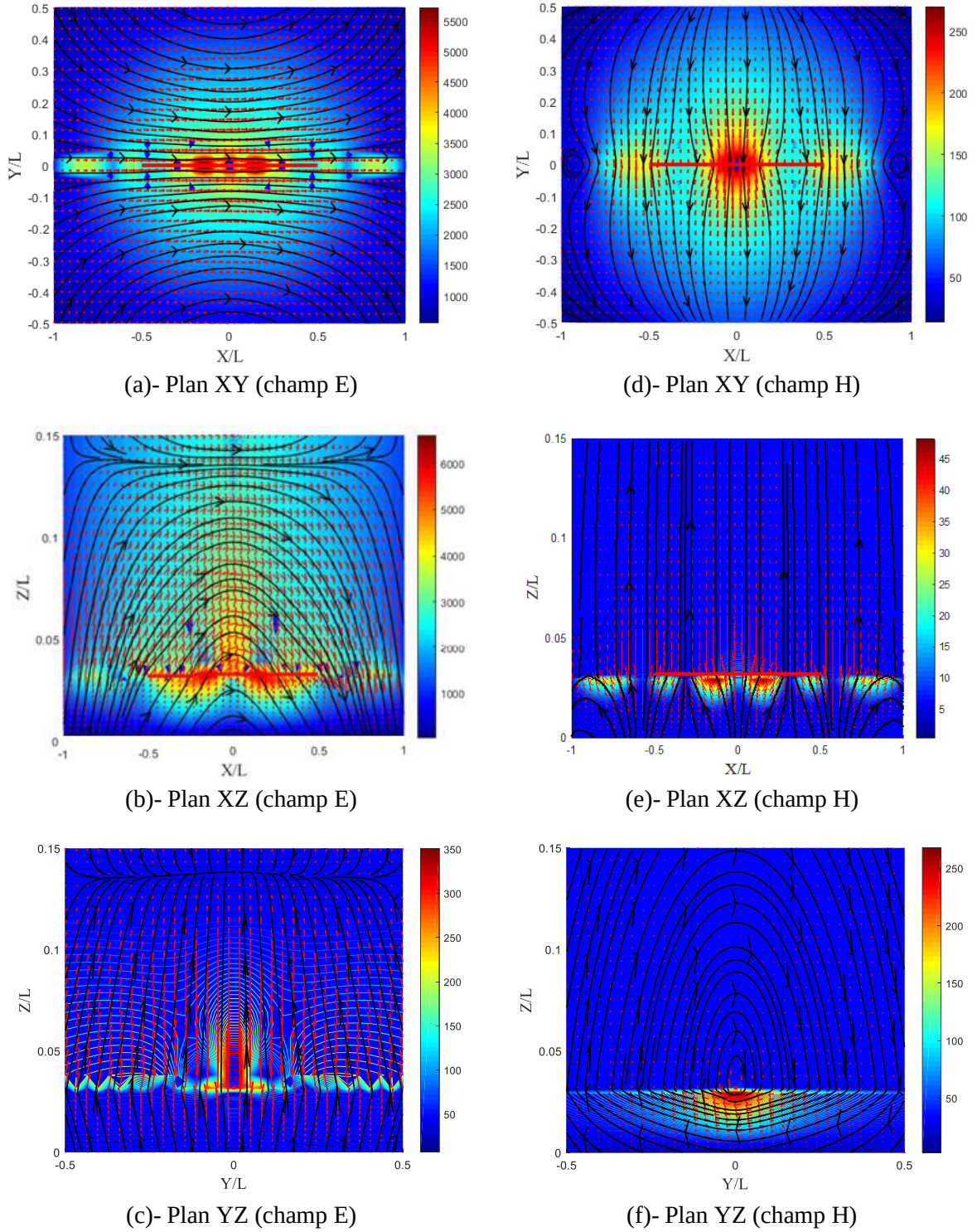


Figure IV.15 Distribution des composantes du champ électromagnétique pour le cas $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.5$, (a)-(c) composantes du champ électrique et (d)-(f) du champ magnétique.

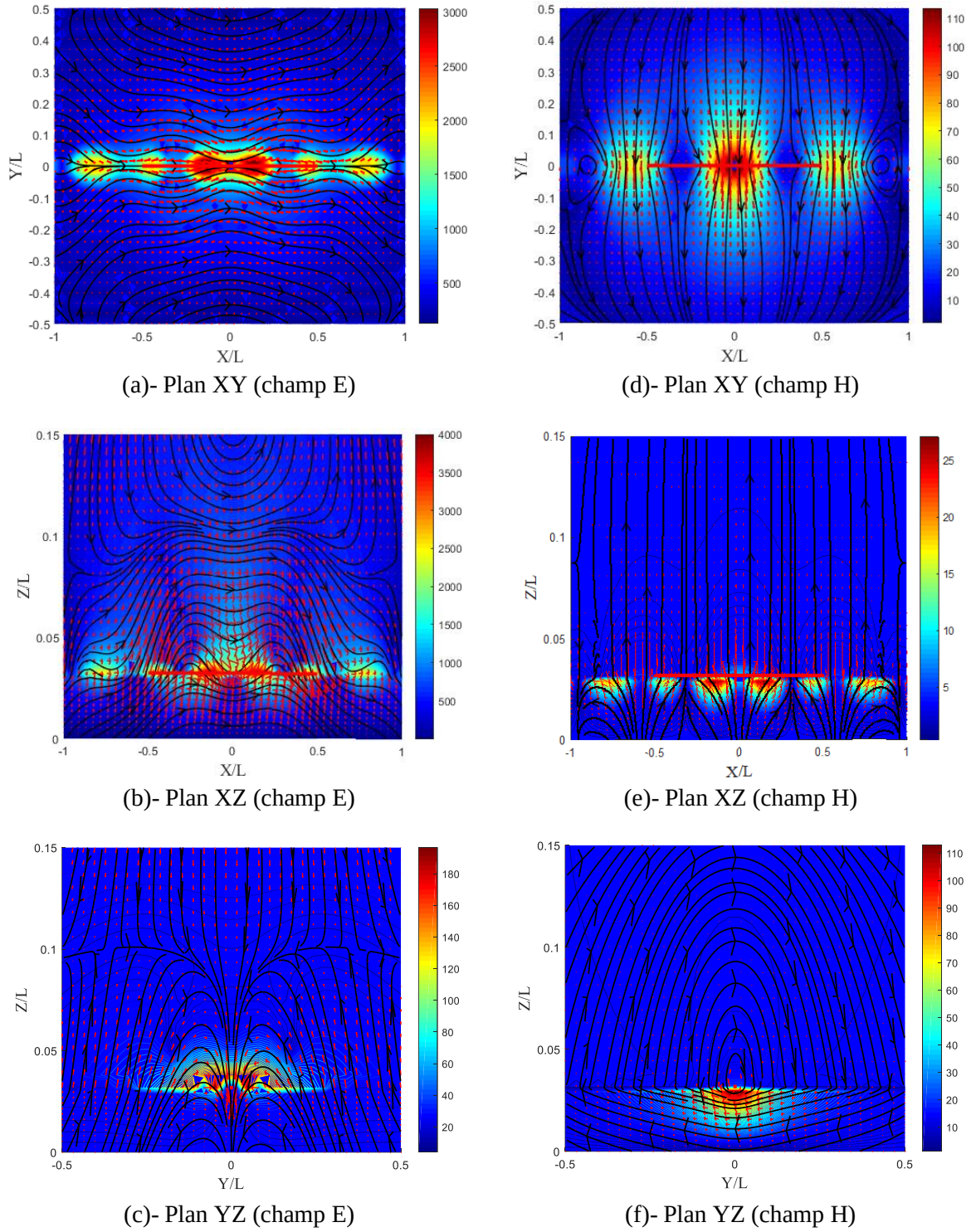


Figure IV.16 Distribution des composantes du champ électromagnétique pour le cas $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = -0.5$, (a)-(c) composantes du champ électrique et (d)-(f) du champ magnétique.

Pour le cas $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = -0.5$ (Fig. IV.16(a)-(f)), les amplitudes du champ sont presque les mêmes avec un changement particulier dans la distribution du champ

électrique dans le plan YZ (Fig. IV.16c). La distribution a complètement changé par rapport aux autres cas et même pour le cas isotrope.

IV.4.6 Effet des éléments chiraux et Gyro-bianisotrope réciproques sur le couplage mutuel entre deux dipôles

Les figures IV.17-19 montrent l'effet de l'élément magnétoélectrique avec des valeurs réelles, imaginaires, positives ou négatives sur le couplage mutuel des trois cas de configurations à deux dipôles.

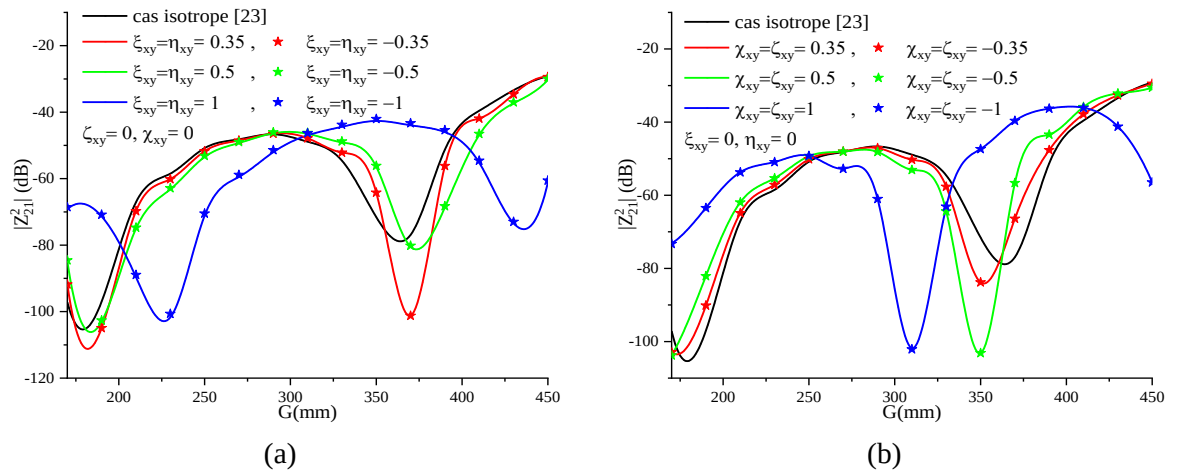


Figure IV.17 Couplage mutuel d'une configuration large- côté, (a) : chiral réciproque et (b) : Gyro-bianisotrope réciproque.

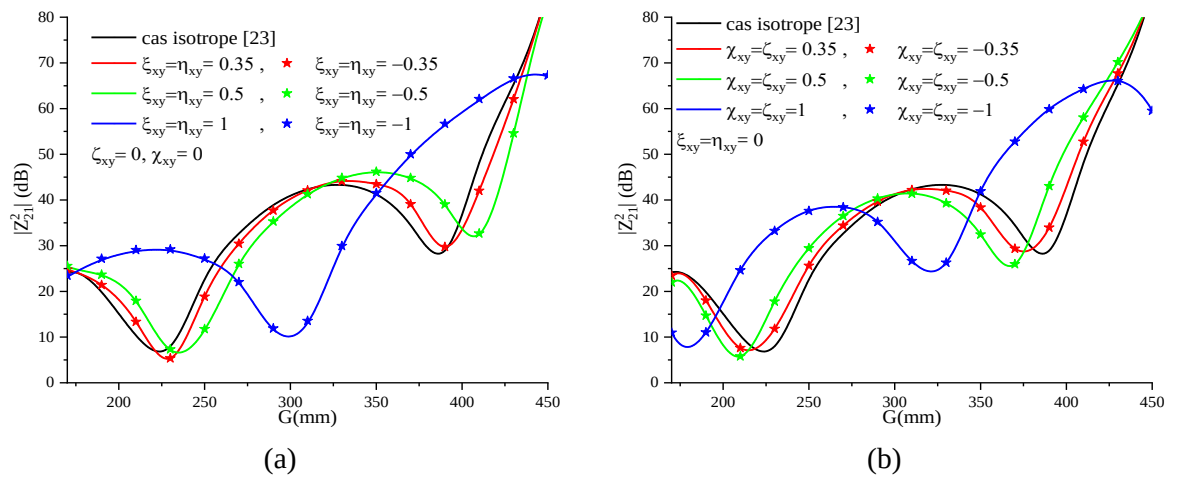


Figure IV.18 Couplage mutuel d'une configuration colinéaire, (a) : chiral réciproque et (b) : Gyro-bianisotrope réciproque.

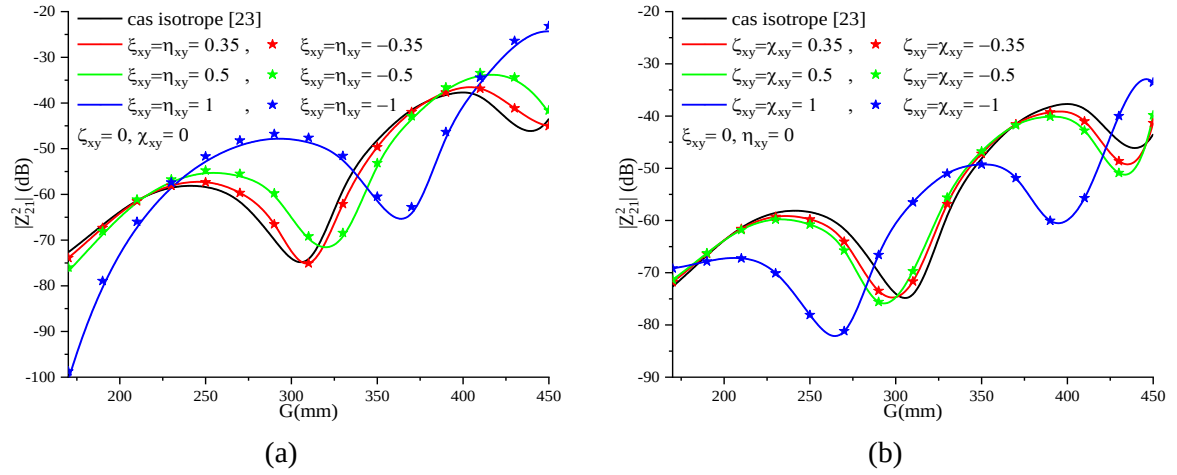


Figure IV.19 Couplage mutuel d'une configuration échelon, (a) : chiral réciproque et (b) : Gyro-bianisotrope réciproque.

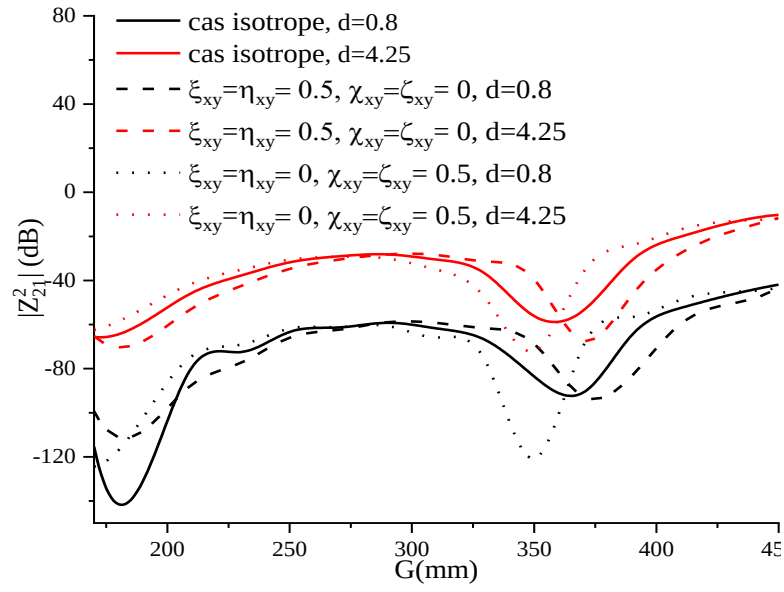
Le cas de Gyro-bianisotrope ($\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.5$, $\xi_{xy} = \eta_{xy} = 0$) a une propriété réciproque alors que dans le cas où ($\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0$, $\xi_{xy} = \eta_{xy} = 0.5$) est imaginaire, on remarque une légère différence entre l'effet des éléments positifs et négatifs. Ceci peut être justifié en explorant les équations et les expressions développées par Zebiri dans [2]. Un déplacement des courbes de couplage mutuel, des trois configurations, par rapport aux cas isotropes, dans la direction de l'augmentation de G et S est remarqué pour des valeurs importantes de ξ_{xy} dans le premier cas étudié (ξ_{xy} : imaginaire) et il est inversé dans le second cas (ξ_{xy} : réel).

La quasi-périodicité causée par les ondes de surface augmente avec l'augmentation des éléments magnétoélectriques du milieu chiral et inversement pour le cas Gyro-bianisotrope. À titre d'exemple, dans le cas de la configuration en échelon, on observe que la quasi-période est égale à 200mm pour l'élément chiral ($\xi_{xy} = \eta_{xy} = 1$) et 150mm pour l'élément Gyro-bianisotrope ($\chi_{xy} = \varsigma_{xy}$).

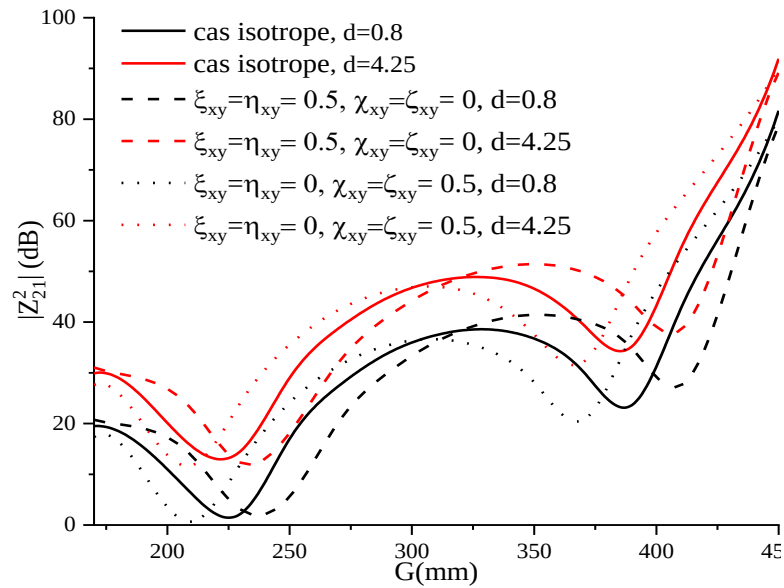
IV.4.7 Effet de l'épaisseur du substrat sur le couplage mutuel

Cette section traite l'effet des différents substrats pour différentes valeurs de χ_{xy} , ς_{xy} , ξ_{xy} , η_{xy} et des épaisseurs de substrat sélectionnées : 0.8 mm et 4.25 mm. Les

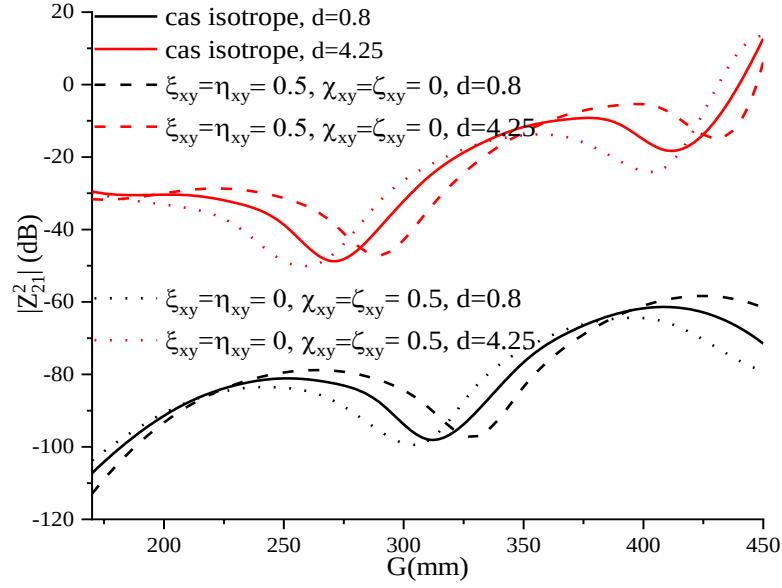
figures IV.17a, b et c illustrent le couplage mutuel entre les dipôles imprimés pour ces différentes configurations. L'augmentation du couplage pour des épaisseurs de substrat plus importantes est due à l'augmentation des modes d'ondes spatiales et de surface [30]. Comme les dipôles sont espacés du plan de masse en raison de l'épaisseur des substrats, des modes d'ondes spatiales et de surface plus fortes sont générés, ce qui entraîne une puissance rayonnée plus importante et plus d'effet sur les éléments parasites à proximité des dipôles [17].



(a)



(b)



(c)

Figure IV.20 Couplage mutuel pour différentes épaisseurs de substrat pour les configurations, (a) : large-côté, (b) : colinéaire et (c) échelon.

Le choix bénéfique du milieu, qui doit être pris en compte, est celui du milieu chiral. Comme il a été montré, ce dernier présente une diminution du couplage de plus de 30% pour certaines valeurs de S ou G , par contre, l'effet des éléments magnétoélectriques, qu'ils soient imaginaires (chiral) ou réels (Gyro-bianisotrope), garde la même proportion par rapport au cas isotrope pour les deux cas choisis ($d=0.8\text{mm}$ et $d=4.25\text{mm}$).

IV.4.8 Effet combiné des éléments chiraux et Gyro-bianisotrope sur l'impédance d'entrée et le couplage mutuel

L'effet combiné des milieux chiral et Gyro-bianisotrope, représentés par des éléments magnétoélectriques à valeur complexe (partie imaginaire et réelle, respectivement), sur l'impédance d'entrée et le couplage est illustré aux figures IV.21 et 22. Une sélection des valeurs de ces éléments est effectuée de manière à obtenir une impédance d'entrée réduite, pour une meilleure adaptation, et un découplage amélioré.

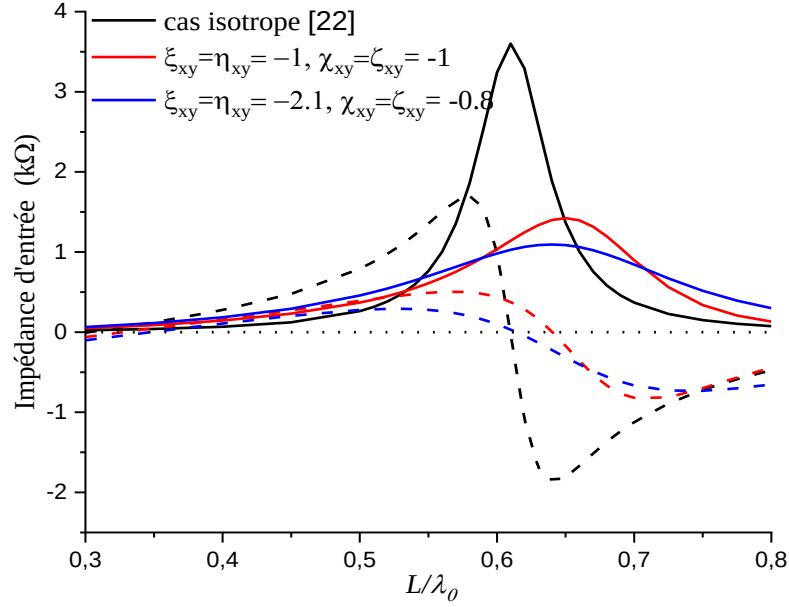


Figure IV.21 Impédance d'entrée pour les éléments combinés réciproque chiral et Gyro-bianisotrope.

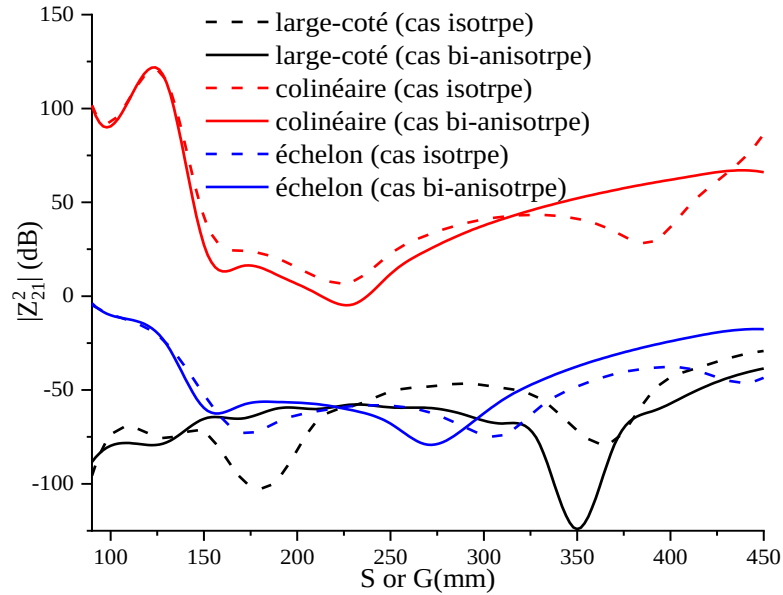


Figure IV.22 Couplage mutuel pour différentes configurations avec des éléments chiraux et Gyro-bianisotrope combinés.

Le premier choix est basé sur l'étude susmentionnée ($\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = \xi_{xy} = \eta_{xy} = -1$). Dans ce cas, une forte diminution du pic de l'impédance d'entrée avec une augmentation de la longueur de résonance sont obtenues. Un autre ajustement (deuxième choix) est effectué pour obtenir une diminution finale du pic de plus de 75

%, par rapport au cas isotrope, pour atteindre $1.02K\Omega$ pour $\chi_{xy} = \zeta_{xy} = -0.8$ et $\xi_{xy} = \eta_{xy} = -2.1$, tout ça sans influencer la fréquence de résonance.

D'après la figure IV.22, on observe que l'effet du milieu bianisotrope réciproque (chiral et Gyro-bianisotrope) est différent selon la configuration ainsi que la distance entre les dipôles. Pour la configuration colinéaire, le milieu choisi présente une structure découplée de plus de 25% pour toute la gamme comprise entre $\lambda/4$ à $\lambda/2$ (150 à 300mm). Pour la configuration large-coté, le milieu présente une diminution significative du couplage mutuel (presque la moitié) pour deux dipôles plus proches (160 à 210mm). Pour la configuration en échelon, le chiral combiné au Gyro-bianisotrope présente un effet avantageux dans la même région (160 à 210mm) et également au-dessus de $\lambda/2$.

IV.5 CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, une caractérisation d'une antenne dipôle imprimé sur un substrat à anisotropie gyroscopique complexe est présentée. En utilisant la méthode des moments via la procédure Galerkin, formulée dans le domaine spectral. Une étude analytique de l'influence des éléments électromagnétiques sur les paramètres constitutifs de valeur complexe a été réalisée. En particulier, l'influence des éléments complexes sur l'impédance d'entrée, la longueur de résonance et le couplage croisé entre dipôles. Les expressions analytiques des éléments tenseurs de Green dans le domaine spectral ont été exprimées après un développement mathématique laborieux, dû à la manipulation des tenseur 3×3 des paramètres constitutifs. Les résultats originaux ont été réalisés, annotés et comparés avec ceux disponibles dans la littérature, ce qui valide nos calculs théoriques ainsi que la méthode numérique adoptée et le code de calcul développé sous l'environnement Matlab® R2018a. Un bon accord a été atteint.

Les distributions du champ dans un tel milieu servent de point de départ à une étude approfondie du comportement du milieu pour mieux comprendre son effet sur

les différents paramètres de l'antenne dipôle. L'effet des propriétés du milieu sur l'impédance d'entrée du dipôle est évalué pour une configuration à un seul dipôle. Le résultat à noter est que le choix des éléments électromagnétiques conduit à une diminution significative de l'impédance d'entrée, ce qui est utile pour des fins d'adaptation. On en conclut également que ce choix conduit à un meilleur découplage par rapport au cas isotrope. Le deuxième résultat est que, une amélioration du découplage de 25% jusqu'à 200% est obtenue dans le cas d'une configuration large-côté de petites distances entre les dipôles (entre $\lambda/4$ et $\lambda/3$).

REFERENCES

- [1] Sayad, D., Zebiri, C., Elfergani, I., Rodriguez, J., Abobaker, H., Ullah, A., ... & Benabdelaziz, F. (2020). Complex bianisotropy effect on the propagation constant of a shielded multilayered coplanar waveguide using improved full generalized exponential matrix technique. *Electronics*, 9(2), 243.
- [2] Zebiri, C., Benabdelaziz, F., & Sayad, D. (2012). Surface waves investigation of a bianisotropic chiral substrate resonator. *Progress In Electromagnetics Research B*, 40, 399-414.
- [3] Kudrin, A. V., Zaboronkova, T. M., Zaitseva, A. S., & Spagnolo, B. (2019). Theory of a Strip Antenna Located at a Plane Interface of a Uniaxial Metamaterial and an Isotropic Magnetodielectric. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 68(1), 195-206.
- [4] Sayad, D., Zebiri, C., Daoudi, S., & Benabdelaziz, F. (2019). Analysis of the effect of a gyrotropic anisotropy on the phase constant and characteristic impedance of a shielded microstrip line. *Advanced Electromagnetics*, 8(5), 15-22.
- [5] Zebiri, C., Lashab, M., & Benabdelaziz, F. (2011). Rectangular microstrip antenna with uniaxial bi-anisotropic chiral substrate-superstrate. *IET microwaves, antennas & propagation*, 5(1), 17-29.
- [6] Zebiri, C., Daoudi, S., Benabdelaziz, F., Lashab, M., Sayad, D., Ali, N. T., & Abd-Alhameed, R. A. (2016). Gyro-chirality effect of bianisotropic substrate on the operational of rectangular microstrip patch antenna. *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, 51(3), 249-260.
- [7] Zebiri, C., & Sayad, D. (2021). Effect of bianisotropy on the characteristic impedance of a shielded microstrip line for wideband impedance matching applications. *Waves in Random and Complex Media*, 31(6), 2452-2465.

- [8] Zebiri, C., Lashab, M., & Benabdelaziz, F. (2013). Asymmetrical effects of bi-anisotropic substrate-superstrate sandwich structure on patch resonator. *Progress In Electromagnetics Research B*, 49, 319-337.
- [9] Buzov, A. L., Buzova, M. A., Klyuev, D. S., Mishin, D. V., & Neshcheret, A. M. (2018). Calculating the input impedance of a microstrip antenna with a substrate of a chiral metamaterial. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 63(11), 1259-1264.
- [10] Klyuev, D., Neshcheret, A., Osipov, O., & Potapov, A. (2019). Mathematical Modeling of Multi-Element Antenna Arrays with Chiral Metamaterials Substrates Using Singular Integral Equations. In *EPJ Web of Conferences* (Vol. 224, p. 02002). EDP Sciences.
- [11] Buzov, A. L., Klyuev, D. S., Kopylov, D. A., & Neshcheret, A. M. (2018). Impedance Characteristics of a Two-Element Antenna Array with a Chiral Substrate. *Technical Physics Letters*, 44(12), 1065-1068.
- [12] Abramov, V. Y., Klyuev, D. S., Neshcheret, A. M., Osipov, O. V., & Potapov, A. A. (2019). Input impedance of a microstrip antenna with a chiral substrate based on left-handed spirals. *The Journal of Engineering*, 2019 (19), 6218-6221.
- [13] Klyuev, D. S., Neshcheret, A. M., Osipov, O. V., Potapov, A. A., & Sokolova, J. V. (2019, June). The Method of Singular Integral Equations in the Theory of Microstrip Antennas Based on Chiral Metamaterials. In *Chaotic Modeling and Simulation International Conference* (pp. 267-294). Springer, Cham.
- [14] Klyuev, D. S., Neshcheret, A. M., Osipov, O. V., Potapov, A. A., & Sokolova, J. V. (2019, June). Microstrip and Fractal Antennas Based on Chiral Metamaterials in MIMO Systems. In *Chaotic Modeling and Simulation International Conference* (pp. 295-306). Springer, Cham.
- [15] Jacobs, D. A., Miroshnichenko, A. E., Kivshar, Y. S., & Khanikaev, A. B. (2015). Photonic topological Chern insulators based on Tellegen metacrystals. *New Journal of Physics*, 17(12), 125015.
- [16] Braaten, B. D., Nelson, R. M., & Rogers, D. A. (2009). Input impedance and resonant frequency of a printed dipole with arbitrary length embedded in stratified uniaxial anisotropic dielectrics. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 8, 806-810.
- [17] Braaten, B. D., Rogers, D. A., & Nelson, R. M. (2012). Multi-conductor spectral domain analysis of the mutual coupling between printed dipoles embedded in stratified uniaxial anisotropic dielectrics. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 60(4), 1886-1898.

- [18] Sayad, D., Benabdelaziz, F., Zebiri, C., Daoudi, S., & Abd-Alhameed, R. A. (2016). Spectral domain analysis of gyrotropic anisotropy chiral effect on the input impedance of a printed dipole antenna. *Progress In Electromagnetics Research M*, 51, 1-8.
- [19] Sayad, D., Zebiri, C., Elfergani, I., Rodriguez, J., Abd-Alhameed, R. A., & Benabdelaziz, F. (2020). Analysis of Chiral and Achiral Medium Based Coplanar Waveguide Using Improved Full Generalized Exponential Matrix Technique., *Radio engineering*, 29(4), pp. 591-560.
- [20] Xia, L., Yang, B., Guo, Q., Gao, W., Liu, H., Han, J., Zhang, W. & Zhang, S. (2019). Simultaneous TE and TM designer surface plasmon supported by bianisotropic metamaterials with positive permittivity and permeability. *Nanophotonics*, 8(8), 1357-1362.
- [21] Guo, Q., Gao, W., Chen, J., Liu, Y., & Zhang, S. (2015). Line degeneracy and strong spin-orbit coupling of light with bulk bianisotropic metamaterials. *Physical review letters*, 115(6), 067402.
- [22] Tretyakov, S. A., Maslovski, S. I., Nefedov, I. S., Viitanen, A. J., Belov, P. A., & Sanmartin, A. (2003). Artificial tellegen particle. *Electromagnetics*, 23(8), 665-680.
- [23] Kamenetskii, E. O. (1997). Magnetostatically controlled bianisotropic media: a novel class of artificial magnetoelectric materials. In *Advances in complex electromagnetic materials* (pp. 359-376). Springer, Dordrecht.
- [24] Tretyakov, S. A., Sihvola, A. H., Sochava, A. A., & Simovski, C. R. (1998). Magnetoelectric interactions in bi-anisotropic media. *Journal of electromagnetic waves and applications*, 12(4), 481-497.
- [25] Khanikaev, A. B., Mousavi, S. H., Tse, W. K., Kargarian, M., MacDonald, A. H., & Shvets, G. (2013). Photonic topological insulators. *Nature materials*, 12(3), 233-239.
- [26] Ma, T., Khanikaev, A. B., Mousavi, S. H., & Shvets, G. (2015). Guiding electromagnetic waves around sharp corners: topologically protected photonic transport in metawaveguides. *Physical review letters*, 114(12), 127401.
- [27] Collin, R. E. (1990). Field theory of guided waves (Vol. 5). John Wiley & Sons.
- [28] Wong, K. L., Wang, S. M., & Ke, S. Y. (1996). Measured input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas on a cylindrical surface. *Microwave and Optical Technology Letters*, 11(1), 49-50.
- [29] Graham, J. W., & Lee, J. K. (2012, July). Microstrip dipoles printed on biaxial substrates. In *Proceedings of the 2012 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation* (pp. 1-2). IEEE.

- [30] Alexopoulos, N., & Rana, I. (1981). Mutual impedance computation between printed dipoles. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 29(1), 106-111.

CHAPITRE V

Impédance d'entrée négative et couplage mutuel
d'une antenne dipôle imprimée sur un substrat
métamatériau Gyrotropique réciproque
bianisotrope

V.1 Introduction

Le milieu du Tellegen est connu pour être une classe de milieux bianisotropes [1-3]. Jusqu'à présent, le problème de la création du milieu de Tellegen a fait l'objet de vives discussions. Certains prétendent que ce milieu n'existe pas dans la nature [4-8]. En 1948, B. D. H. Tellegen a proposé sa première idée, selon laquelle un assemblage de dipôles électriques et magnétiques distribués de manière aléatoire pourrait construire un nouveau type de matériau électromagnétique [6-8]. L'analyse initiale de cette idée, est entrée dans les doutes sur la possibilité de sa validité. Au début des années quatre-vingt-dix, de nombreux scientifiques et ingénieurs d'études ont combiné leurs efforts et il a été signalé qu'il existe d'autres possibilités de réaliser des particules synthétiques de type Tellegen [6-7] [10]. Les propriétés électromagnétiques de ces milieux complexes font l'objet d'études théoriques sérieuses et leur histoire intrigante nous incite à examiner leur portée [1-10]. Il est devenu évident que la simplicité de configuration, la légèreté et la facilité d'intégration jouent un rôle important pour répondre aux exigences croissantes des systèmes de communication, en particulier. Ainsi, les antennes dipôles sont parmi les antennes les plus demandées pour fonctionner dans des environnements plus complexes [9]. Les effets cumulatifs de la structure d'une antenne dipôle, imprimé sur un milieu uniaxial anisotrope, sur l'impédance d'entrée, la longueur de résonance et le couplage mutuel, ont été étudiés et analysés [11-17].

Dans ce travail, les fonctions de Green du domaine spectral sont dérivées numériquement en utilisant la méthode des moments (MoM) dans le domaine spectral. Dans ce contexte, nous avons opté pour l'application de la méthode des moments (MoM) formulée dans le domaine spectral. Il s'agit d'une technique numérique puissante et facile à mettre en œuvre qui est largement utilisée pour l'analyse de problèmes liés aux structures planes et pour la résolution d'équations intégrales [8, 9, 11-21]. L'objectif de ce travail est de développer un cadre unique, présentant une antenne dipôle imprimé sur un substrat Gyrotropique réciproque bianisotrope, qui n'a

jamais été appliqué dans la conception d'antennes. En particulier, l'effet des éléments magnétoélectriques est mis en évidence sur l'impédance d'entrée et la longueur de résonance ainsi que sur le couplage mutuel entre les dipôles imprimés. Trois configurations principales sont considérées. L'antenne est alimentée par une source de tension à gap delta. La base de l'étude est l'identification du problème, le développement des expressions spectrales du champ électrique et magnétique, et enfin une solution numérique utilisant la méthode des moments spectrale (SMoM). Les résultats obtenus offrent des informations nouvelles et utiles sur la propagation et le rayonnement des ondes magnétoélectriques dans les antennes dipôles imprimés à base de métamatériau gyrotropique réciproque bianisotrope, puisque les paramètres constitutifs ce milieu affectent le signe de l'impédance d'entrée du dipôle, un résultat qui n'a jamais été obtenu auparavant.

V.2 Formulation analytique

La géométrie du dipôle imprimé visé par la figure V.1 a une longueur L et une largeur W , avec l'axe optique z comme direction de propagation. La structure planaire étudiée ici est basée sur un métamatériau Gyrotropique réciproque bianisotrope à plan de masse.

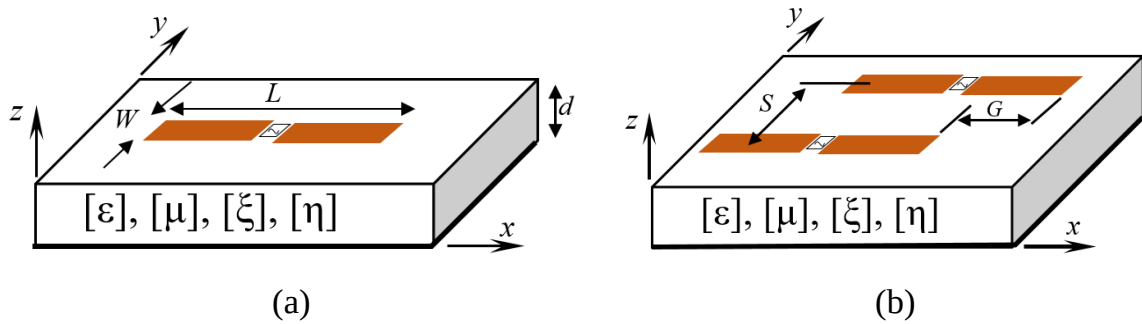


Figure V.1(a) Structure d'une antenne dipôle imprimée (b) Géométrie des configurations de couplage mutuel.

Pour examiner l'effet des paramètres magnétoélectriques sur l'impédance d'entrée et le couplage mutuel, le problème est conçu comme indiqué sur la figure V.1. La

CHAPITRE V : Impédance d'entrée négative et couplage mutuel d'une antenne dipôle imprimée sur un substrat métamatériau Gyrotropique réciproque bianisotrope

couche diélectrique est caractérisée par une permittivité $[\varepsilon]$ une perméabilité $[\mu]$ et des tenseurs magnétoélectriques $[\xi]$ et $[\eta]$, respectivement, de formes :

$$[\varepsilon] = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_t & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_t & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \quad (\text{V.1})$$

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_t & 0 & 0 \\ 0 & \mu_t & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \quad (\text{V.2})$$

$$[\xi] = -[\eta]^T = [\eta] = \begin{bmatrix} 0 & \chi_{xy} & 0 \\ -\chi_{xy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{V.3})$$

où ε_t , ε_z , μ_t , μ_z , χ_{xy} sont les éléments des tenseurs de permittivité, de perméabilité et de paramètres magnétoélectriques, respectivement.

Les métamatériau gyrotropique réciproque bianisotrope sont devenus populaires dans les discussions de recherche. Les relations constitutives complexes des matériaux présentent un couplage supplémentaire entre les champs électriques et magnétiques. Dans ce cas, les relations constitutives correspondantes sont exprimées dans leur forme générale par [1, 2, 10, 22] :

$$\vec{D} = [\varepsilon]\vec{E} + \sqrt{\varepsilon_0\mu_0}[\eta]\vec{H} \quad (\text{V.4})$$

$$\vec{B} = [\mu]\vec{H} + \sqrt{\varepsilon_0\mu_0}[\xi]\vec{E} \quad (\text{V.5})$$

où D et B sont les réponses de densité du champ électrique et magnétique, correspondant aux champs électrique et magnétique E et H , respectivement.

Le problème est formulé à l'aide de la transformée de Fourier. Cela simplifie grandement l'intégration numérique et permet d'exprimer les composantes longitudinales du champ électromagnétique E_z et H_z dans le domaine spectral qui satisfont deux équations différentielles du second ordre distinctes :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial z^2} - \gamma_e^2 \tilde{E}_z = 0 \quad (V.6)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{H}_z}{\partial z^2} - \gamma_h^2 \tilde{H}_z = 0 \quad (V.7)$$

avec

$$\gamma_e^2 = \frac{\epsilon_t}{\epsilon_z} \kappa_s^2 - \kappa_0^2 (\epsilon_t \mu_t + \chi_{xy}^2) \quad (V.8)$$

$$\gamma_h^2 = \frac{\mu_t}{\mu_z} \kappa_s^2 - \kappa_0^2 (\epsilon_t \mu_t + \chi_{xy}^2) \quad (V.9)$$

$$\kappa_s^2 = \alpha^2 + \beta^2 \quad (V.10)$$

En fixant $\chi_{xy} = 0$, on rencontre les cas traités dans [12] et [13], chapitre 3.

V.3 Méthodologie de solution

Dans la section précédente, nous avons dérivé les équations d'onde pour les composantes longitudinales $\tilde{E}_z$ et $\tilde{H}_z$. Comme il existe deux régions distinctes, le substrat diélectrique et l'air, les solutions dans la région diélectrique sont supposées être :

$$\tilde{E}_z(\gamma_e, z) = A_e \cosh(\gamma_e z) + B_e \sinh(\gamma_e z) \quad (\text{V.11})$$

$$\tilde{H}_z(\gamma_h, z) = A_h \sinh(\gamma_h z) + B_h \cosh(\gamma_h z) \quad (\text{V.12})$$

où A_e , B_e , A_h et B_h sont des constantes complexes.

Dans la région air, les composantes du champ diminuent avec z , pour lesquelles nous assumons les expressions suivantes :

$$\tilde{E}_z(\gamma_0, z) = C_e e^{-\gamma_0(z-d)} \quad (\text{V.13})$$

$$\tilde{H}_z(\gamma_0, z) = C_h e^{-\gamma_0(z-d)} \quad (\text{V.14})$$

avec

$$\gamma_0 = \sqrt{(\alpha^2 + \beta^2) - \kappa_0^2} \quad (\text{V.15})$$

C_e et C_h sont des constantes complexes.

Le tenseur $\tilde{G}_{ij}$ de Green spectral est formulé pour satisfaire le système suivant [1, 2, 12-15] :

$$\tilde{E}_x = \tilde{G}_{xx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{xy} \tilde{J}_y \quad (\text{V.16})$$

$$\tilde{E}_y = \tilde{G}_{yx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{yy} \tilde{J}_y \quad (\text{V.17})$$

où $\tilde{J}_x$ et $\tilde{J}_y$ sont les transformées de Fourier des densités de courant sur les bandes conductrices.

En satisfaisant les conditions aux limites, les analyses algébriques détaillées introduisent la détermination des constantes complexes, conduisant à la formulation

des expressions spectrales des composantes électriques et magnétiques estimées à l'interface de l'air par rapport aux densités de courant $\tilde{J}_x$ et $\tilde{J}_y$.

Dans l'analyse des formulations de dipôles étroits, on suppose que la densité de courant transversale dans la direction y est négligée [15]. Par conséquent, seule l'expression $\tilde{G}_{xx}$ est donnée :

$$G_{xx} = \frac{-j}{\omega \varepsilon_0 \kappa_s^2} \left[\frac{\alpha^2 \gamma_0 \gamma_{ea}^2}{\gamma_0 \varepsilon_t \gamma_e \coth(\gamma_e d) + (\gamma_{ea}^2 - j \gamma_0 \varepsilon_t \gamma_c)} \frac{\beta^2 \kappa_0^2 \mu_t}{(\gamma_h \coth(\gamma_h d) + \mu_t \gamma_0 - j \gamma_c)} \right] \quad (V.18)$$

avec

$$\gamma_c^2 = \kappa_0^2 \chi_{xy}^2 \quad (V.19)$$

$$\gamma_{ea}^2 = \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_z} \kappa_s^2 - \kappa_0^2 \varepsilon_t \mu_t \quad (V.20)$$

Avec quelques manipulations mathématiques et la substitution d'expressions pour les valeurs des constantes complexes, les expressions des champs électrique et magnétique dans les deux régions peuvent être formulées comme suit :

- **1^{ère} région (diélectrique)**

$$\tilde{E}_{x1}(\alpha, \beta, z) = \frac{j}{\omega \varepsilon_0 \kappa_s^2} \left[-\alpha \gamma_{ea}^2 \gamma_0 \frac{\sinh(\gamma_e z)}{\sinh(\gamma_e d)} A_e + \beta \mu_t \kappa_0^2 \frac{\sinh(\gamma_h z)}{\sinh(\gamma_h d)} A_h \right] \quad (V.21)$$

$$\tilde{E}_{y1}(\alpha, \beta, z) = j \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \kappa_s^2} \left[-\beta \gamma_{ea}^2 \gamma_0 \frac{\sinh(\gamma_e z)}{\sinh(\gamma_e d)} A_e - \alpha \mu_t \kappa_0^2 \frac{\sinh(\gamma_h z)}{\sinh(\gamma_h d)} A_h \right] \quad (V.22)$$

$$\tilde{E}_{z1}(\alpha, \beta, z) = -\frac{\gamma_0 \gamma_{ec} \varepsilon_t}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z} \frac{\sinh(\gamma_e z)}{\sinh(\gamma_e d)} A_e \quad (V.23)$$

$$\tilde{H}_{x1}(\alpha, \beta, z) = \frac{1}{\kappa_s^2} \left[\beta \varepsilon_t \gamma_0 \gamma_{ec} \frac{\sinh(\gamma_e z)}{\sinh(\gamma_e d)} A_e - \alpha \gamma_{hc} \frac{\sinh(\gamma_h z)}{\sinh(\gamma_h d)} A_h \right] \quad (V.24)$$

$$\tilde{H}_{y1}(\alpha, \beta, z) = \frac{-1}{\kappa_s^2} \left[\alpha \varepsilon_t \gamma_0 \gamma_{ec} \frac{\sinh(\gamma_e z)}{\sinh(\gamma_e d)} A_e + \beta \gamma_{hc} \frac{\sinh(\gamma_h z)}{\sinh(\gamma_h d)} A_h \right] \quad (V.25)$$

$$\tilde{H}_{z1}(\alpha, \beta, z) = j \frac{\mu_t}{\mu_z} \frac{\sinh(\gamma_h z)}{\sinh(\gamma_h d)} A_h \quad (V.26)$$

• **2^{ème} région (air)**

$$\tilde{E}_{x2}(\alpha, \beta, z) = j \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \frac{e^{-\gamma_0(z-d)}}{\kappa_s^2} \left[-\alpha \gamma_0 \gamma_{ea}^2 A_e + \mu_t \beta \kappa_0^2 A_h \right] \quad (V.27)$$

$$\tilde{E}_{y2}(\alpha, \beta, z) = j \frac{-1}{\omega \varepsilon_0} \frac{e^{-\gamma_0(z-d)}}{\kappa_s^2} \left[\beta \gamma_0 \gamma_{ea}^2 A_e + \mu_t \alpha \kappa_0^2 A_h \right] \quad (V.28)$$

$$\tilde{E}_{z2}(\alpha, \beta, z) = \frac{\gamma_{ea}^2}{\omega \varepsilon_0} A_e e^{-\gamma_0(z-d)} \quad (V.29)$$

$$\tilde{H}_{x2}(\alpha, \beta, z) = \frac{e^{-\gamma_0(z-d)}}{\kappa_s^2} \left(-\beta \gamma_{ea}^2 A_e + \mu_t \alpha \gamma_0 A_h \right) \quad (V.30)$$

$$\tilde{H}_{y2}(\alpha, \beta, z) = \frac{e^{-\gamma_0(z-d)}}{\kappa_s^2} \left(\alpha \gamma_{ea}^2 A_e + \beta \mu_t \gamma_0 A_h \right) \quad (V.31)$$

$$\tilde{H}_{z2}(\alpha, \beta, z) = j \mu_t A_h e^{-\gamma_0(z-d)} \quad (V.32)$$

avec

$$A_e = \frac{\alpha \tilde{J}_x + \beta \tilde{J}_y}{\gamma_{ea}^2 + \gamma_0 \varepsilon_t (\gamma_e \coth(\gamma_e d) - j\gamma_c)} \quad (V.33)$$

$$A_h = \frac{\beta \tilde{J}_x - \alpha \tilde{J}_y}{\gamma_h \coth(\gamma_e d) - j\gamma_c + \gamma_0 \mu_t} \quad (V.34)$$

$$\gamma_{ec} = \gamma_e \coth(\gamma_e d) - j\gamma_c \quad (V.35)$$

$$\gamma_{hc} = \gamma_h \coth(\gamma_h d) - j\gamma_c \quad (V.36)$$

V.4 Résultats numériques

Sur la base des analyses précédentes développées dans les chapitres 3 et 4, des calculs numériques ont été effectués pour une structure de dipôle plane de largeur $W = 0.0004\lambda_0$ par rapport à la longueur mesurée L/λ_0 . Le dipôle est imprimé sur un substrat diélectrique complexe, en particulier, un milieu Gyrotropique réciproque bianisotrope avec une épaisseur de $d = 0.1060\lambda_0$. Le dipôle est alimenté en son centre par un générateur de tension à gap delta. Dans ce travail, nous nous intéressons à l'étude de l'effet ce milieu réciproque sur l'impédance d'entrée, suivi par une illustration des distributions des champs électrique et magnétique et le couplage réciproque. Les résultats obtenus ont été discutés et commentés. Ils fournissent des informations nouvelles et utiles sur l'influence des milieux complexes sur les paramètres des antennes dipolaires.

V.4.1 Impact des éléments magnéto-électriques χ_{xy} sur l'impédance d'entrée

La figure 2 montre l'effet de χ_{xy} sur l'impédance d'entrée (ligne pleine pour la partie réelle et ligne pointillée pour la partie imaginaire). Sur la figure V.2a, pour de

faibles valeurs de χ_{xy} , l'impédance d'entrée présente un comportement normal similaire au cas isotrope.

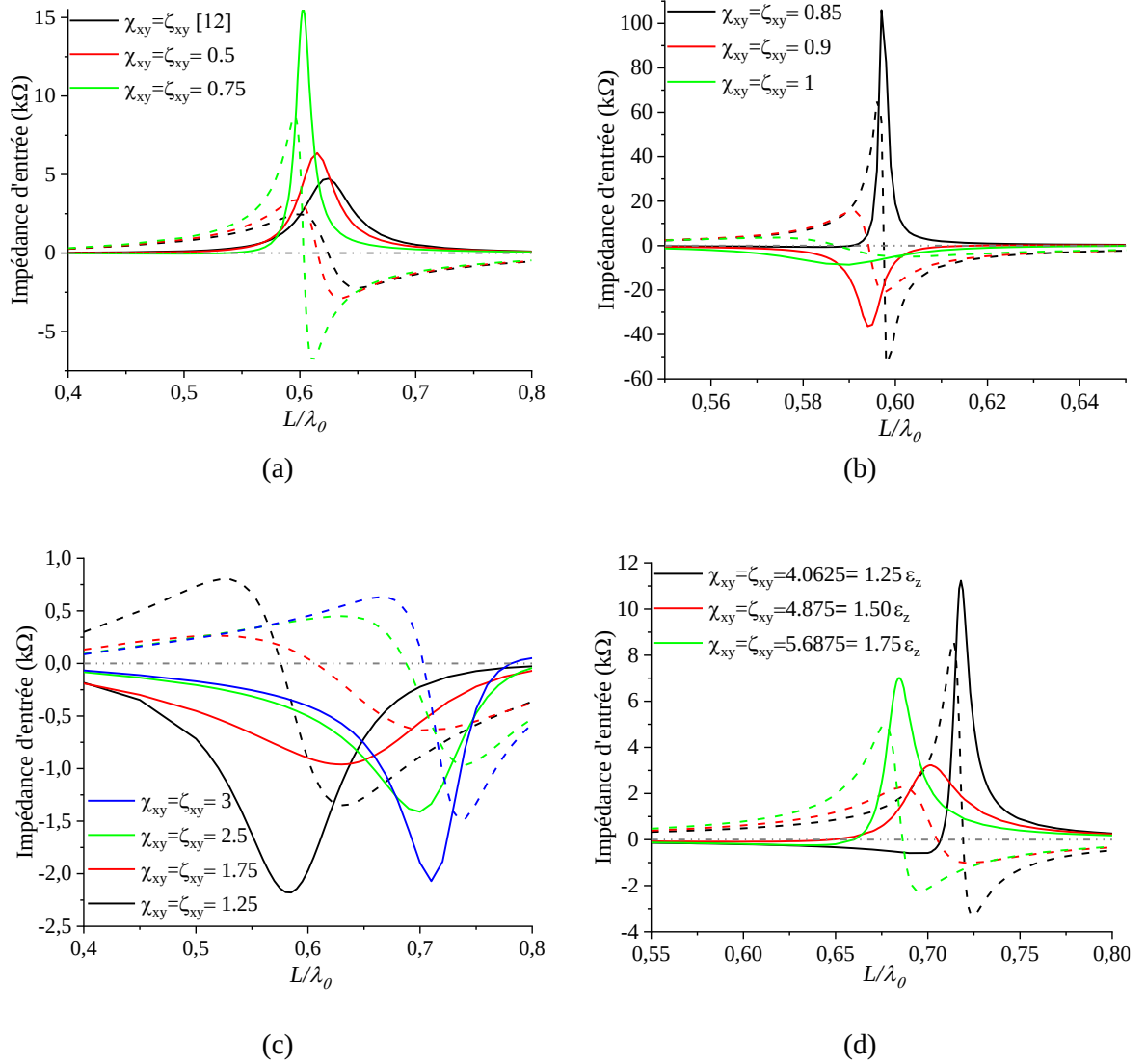


Figure V.2 Parties réelle (ligne pleine) et imaginaire (ligne pointillée) de l'impédance d'entrée pour différentes valeurs de χ_{xy} . (a) zone de résistance d'entrée positive, (b) zone de premier changement de signe de la résistance d'entrée, (c) zone de résistance d'entrée négative, (d) zone de second changement de signe de la résistance d'entrée.

En augmentant χ_{xy} , la partie réelle de l'impédance d'entrée (résistance) commence à prendre des valeurs négatives pour $\chi_{xy} > 0.85$ (Fig. V.2b et c), et reprend son comportement normal pour $\chi_{xy} > 4.06$ (Fig. V.2d). Par conséquent, trois régions

sont identifiées selon l'effet de l'élément magnétoélectrique sur la résistance d'entrée qui se comporte alternativement en termes de signe selon χ_{xy} (positif, négatif et positif).

La valeur $\chi_{xy} = 0.85$ est une valeur limite, pour laquelle une résistance d'entrée très élevée $10^5 \Omega$ est observée. À $\chi_{xy} = 0.9$, la résistance d'entrée change de comportement et prend une valeur négative maximale de $4 \times 10^4 \Omega$. L'augmentation de χ_{xy} diminue la résistance d'entrée en valeur absolue, comme l'illustre la figure V.2b. La partie imaginaire conserve son comportement normal pour tous les cas considérés. D'après la figure V.2c, on constate une diminution de la résistance d'entrée lorsque χ_{xy} passe de 1.25 à 1.75, suivie d'une augmentation et d'un changement de tendance lorsque χ_{xy} varie de 1.75 à 2.5 et 3. Cela indique qu'un autre changement de signe est attendu. Comme prévu, la figure V.2d montre le changement de signe, pour la deuxième fois, en fonction de χ_{xy} . Dans ce cas, $\chi_{xy} = 1.25 \times \varepsilon_z$, ($\varepsilon_z = 3.25$), est la deuxième limite et la valeur de départ de la troisième zone.

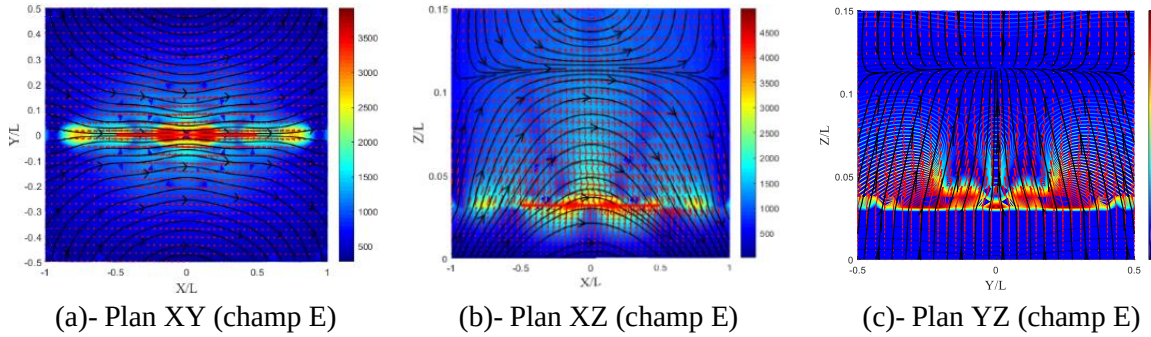


Figure. V3 Distribution du champ E d'un milieu isotrope

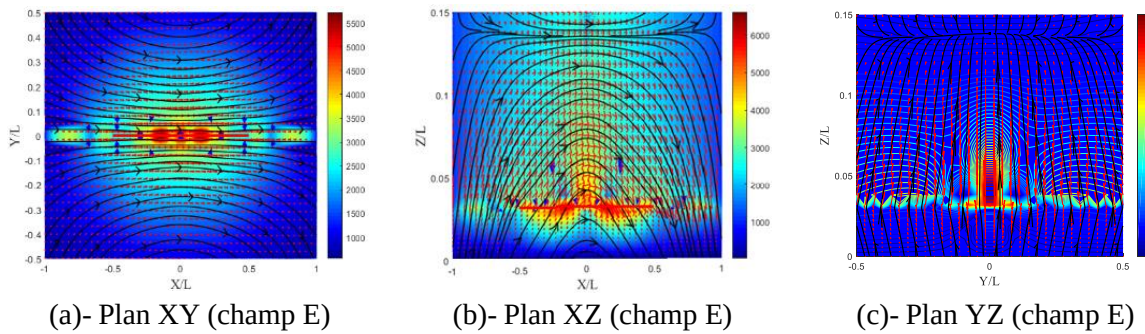


Figure. V4 Distribution du champ E pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.5$

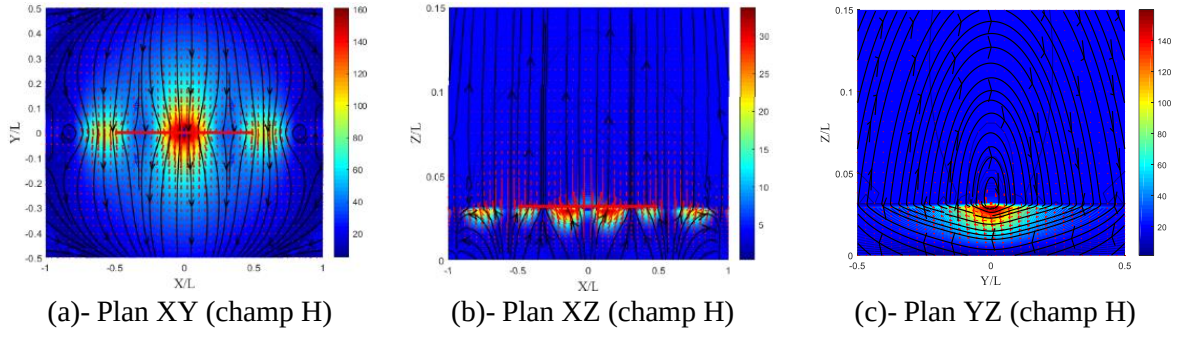


Figure. V5 Distribution du champ H d'un milieu isotrope

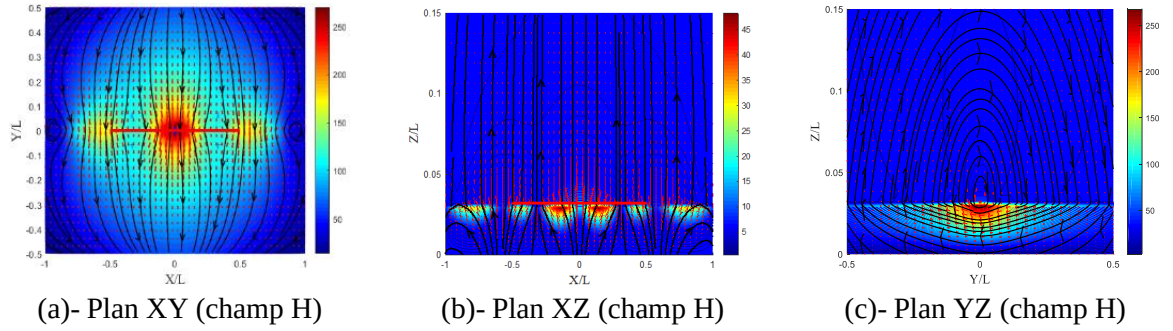


Figure. V6 Distribution du champ H pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.5$

La distribution du champ électromagnétique est requise et est nécessaire pour mieux expliquer le résultat de l'impédance négative. L'anisotropie des éléments électromagnétiques nous a permis d'obtenir deux transmutations du signal pour la partie réelle de la résistance. Les valeurs sont : $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.85$, $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.9$ et $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.25$.

Les figures V.3 et 4 montrent les distributions du champ électrique dans les plans XY, XZ et YZ pour le milieu isotrope ($\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0$) et le milieu Gyrotropique bianisotrope réciproque ($\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.5$), respectivement. On peut voir sur ces figures que la distribution du champ électrique est celle du dipôle classique. Les distributions du champ électrique sont presque les mêmes sauf celle de x, où l'amplitude a augmenté de presque 50%, 33% et 300% pour les plans XY, XZ et YZ, respectivement, avec la composante x du champ électrique (E_x) comme dominante. Nous remarquons également que λ_z , la longueur d'onde le long de oz, a également augmenté.

Les figures V.5 et 6 montrent les distributions du champ magnétique dans les plans XY, XZ et YZ pour le milieu isotrope et le milieu Gyrotropique bianisotrope réciproque, respectivement. On remarque sur ces figures que la distribution du champ magnétique dans le plan H (plan YZ) est assez classique, ayant une forme tournante centrée sur le dipôle. Pour $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.5$, les lignes du champ H ont gardé la même forme que pour le cas isotrope et l'amplitude a presque doublé avec la composante Hy comme dominante.

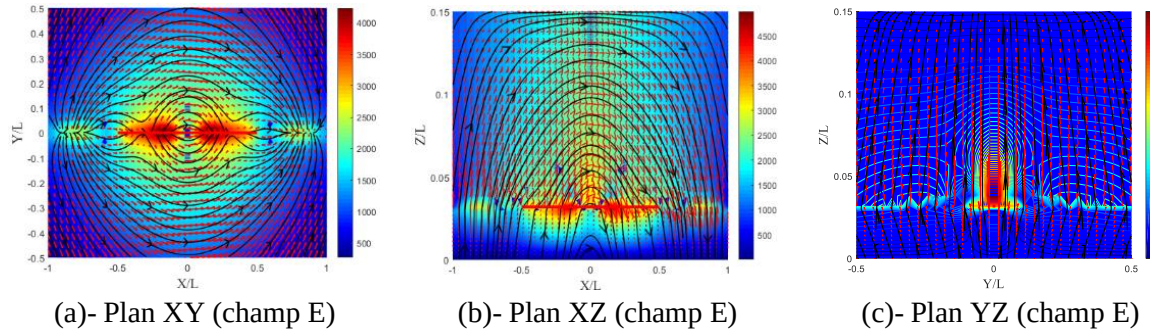


Figure. V.7 Distribution du champ E pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.75$

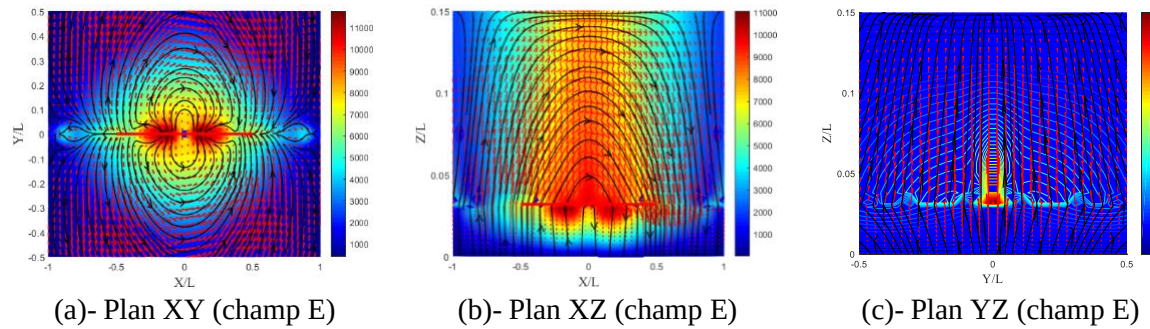


Figure. V.8 Distribution du champ E pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.85$

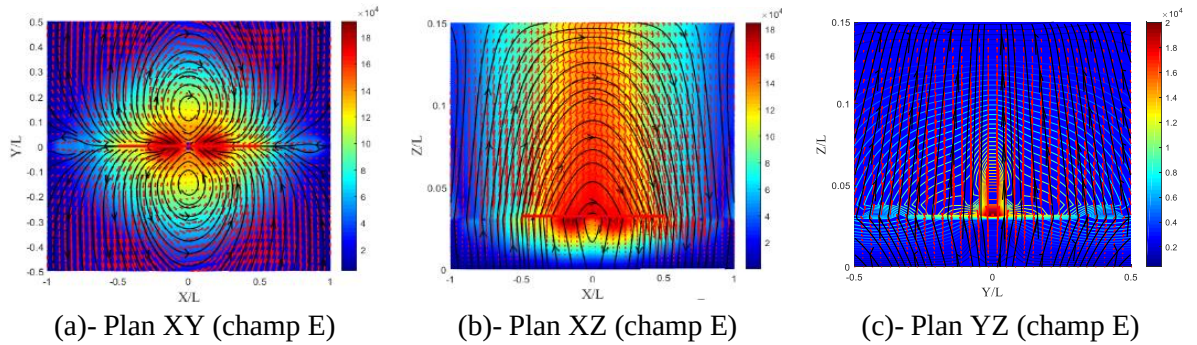


Figure. V.9 Distribution du champ E pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.9$

CHAPITRE V : Impédance d'entrée négative et couplage mutuel d'une antenne dipôle imprimée sur un substrat métamatériau Gyrotropique réciproque bianisotrope

Les figures V.7-9 montrent les distributions du champ électrique dans les plans XY, XZ et YZ pour les cas $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.75$, $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.85$ et $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.9$, respectivement.

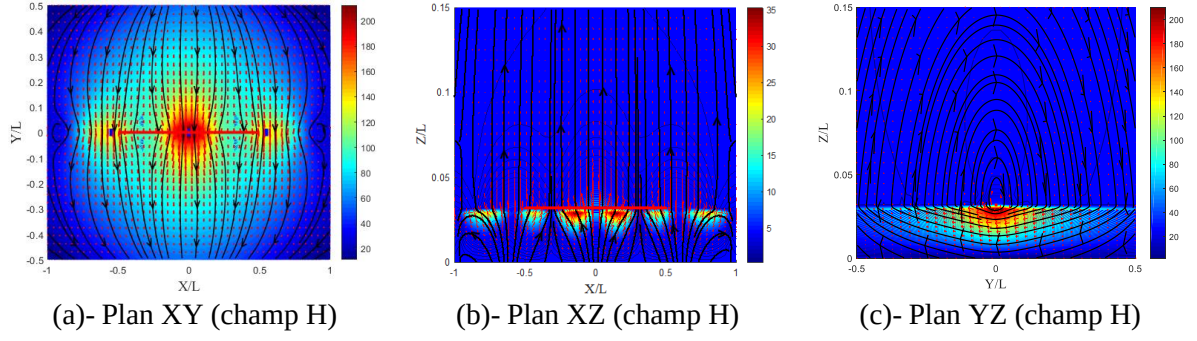


Figure. V.10 Distribution du champ H pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.75$

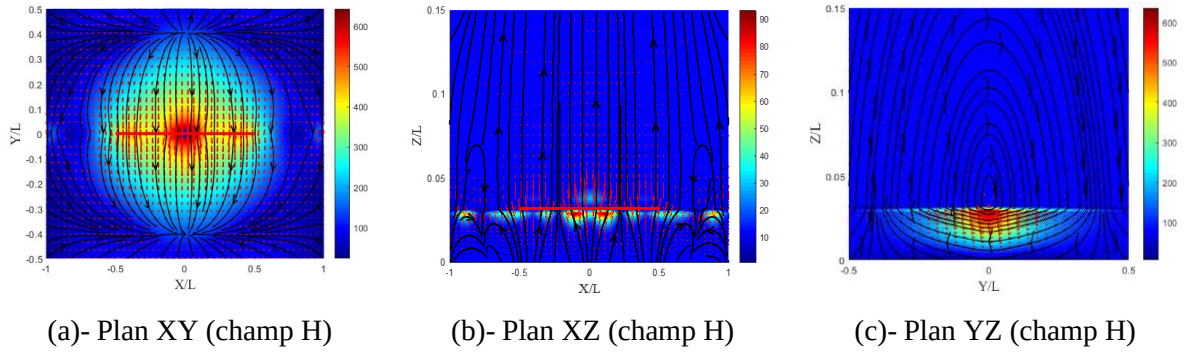


Figure. V.11 Distribution du champ H pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.85$

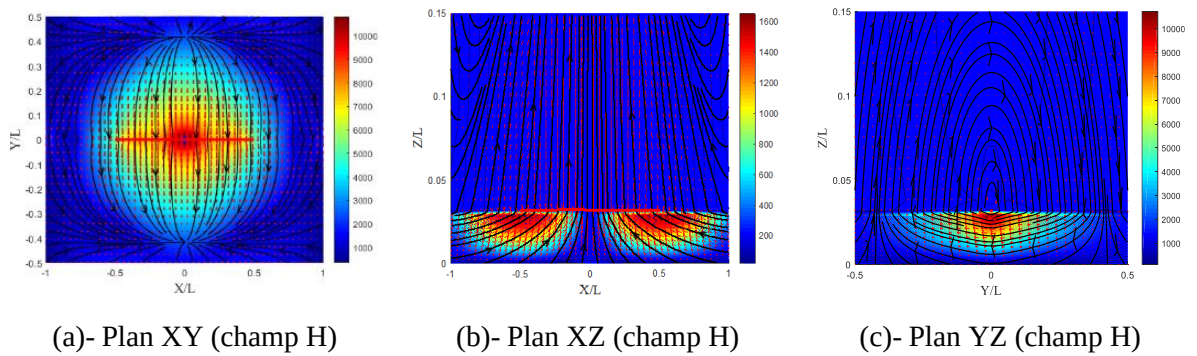


Figure. V.12 Distribution du champ H pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.9$

D'après les figures V.7a b et c, les amplitudes dans ce cas (pour $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.75$) subissent une légère variation par rapport au cas isotrope. Alors que, pour $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.85$ (figures V.8a b et c), une forte et importante augmentation du champ E est observée avec une domination de la composante E_x .

Pour le cas $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.75$ et $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.85$, la longueur d'onde λ_z le long de oz subit une augmentation constante. Dans le plan XY (champ E), la direction des lignes de champ est inversée par rapport au cas isotrope. Une concentration de charges au milieu des côtés du dipôle fait converger et osciller les lignes en 4 points espacés d'une longueur d'onde λ . Ceci est bien interprété par le changement du signe de la composante E_x . Une concentration des charges aux côtés opposés du dipôle fait converger et osciller les lignes en 4 points espacés d'un quart de longueur d'onde ($\lambda / 4$), accompagnée d'un changement de signe de la composante E_x . Les lignes du champ électrique pour les deux cas par rapport au dipôle sont inversées pour le cas $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.75$ par rapport au cas $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.85$ et l'amplitude, pour ce cas, est 3 fois celle du cas $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.75$ et 4 fois celle du cas isotrope.

La distribution du champ commence à changer son comportement conventionnel pour $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 0.85$. Les lignes de champ se concentrent dans le substrat Réciproque Gyrotropique bianisotrope et une forme de lignes tournantes commence à apparaître, ceci peut être interprété par l'augmentation de la valeur absolue de la composante H_y , où la partie imaginaire a doublé trois fois.

Les lignes du champ électrique (Fig. V.9a) sont inversées par rapport au cas isotrope avec une forte augmentation du champ électrique qui atteint 45 fois. Ces formes rotatives du champ électrique indiquent un fort champ magnétique dans la direction de la propagation (composante H_z) qui a augmenté presque trois fois par rapport au cas isotrope (Fig V.12b et c). Pour cette valeur, les lignes du champ électrique tournent autour du centre situé à l'interface air-substrat (Fig. V.9b) et changent complètement de forme par rapport au cas isotrope. La présence d'une forte

composante y du champ magnétique (H_y) justifie ce changement. Les lignes divergent du dipôle, alors que dans le cas isotrope les lignes sont assez rectilignes (Fig. V.9c).

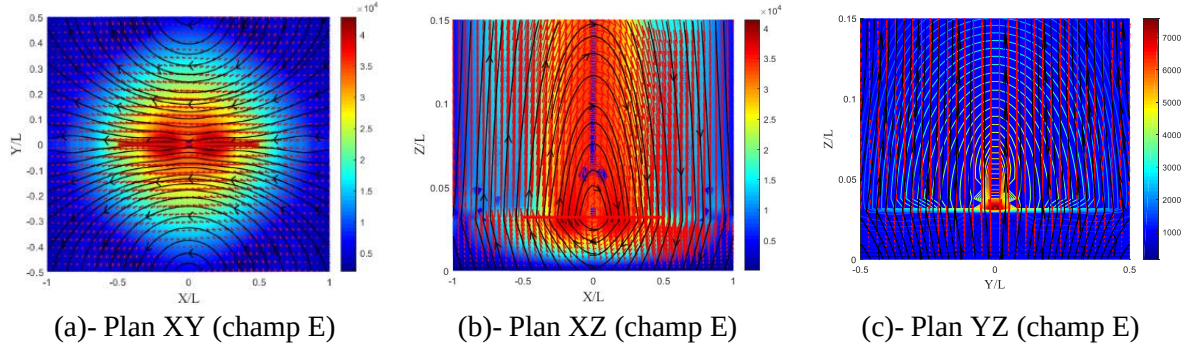


Figure. V.13 Distribution du champ E pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.25$

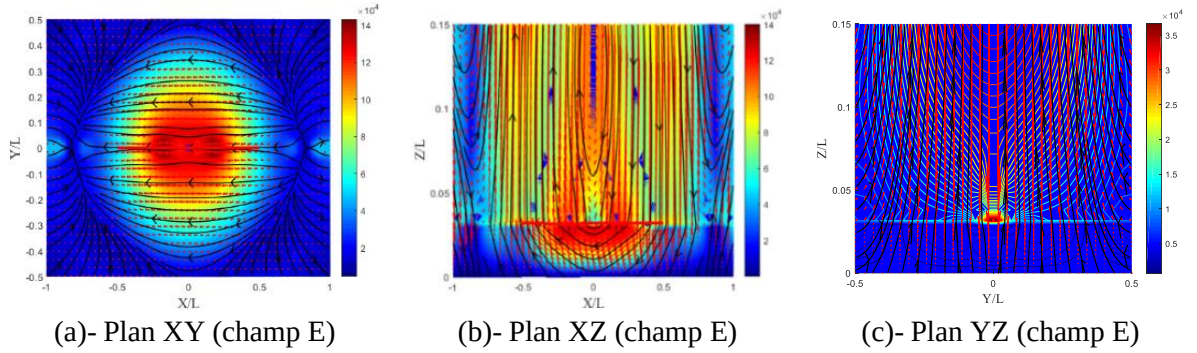


Figure. V.14 Distribution du champ E pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.75$

Pour le cas où $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.25$, un troisième changement a eu lieu et un déphasage de 180° est observé par rapport au cas isotrope (Z_{in} diminue par rapport au cas précédent) et pour le cas $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.75$, un quatrième changement est remarqué. Ceci est illustré par les figures V.13 et 14, respectivement.

Les figures V.13-16 montrent une augmentation significative des amplitudes des champs électrique et magnétique, pour $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.75$, elle est presque 4 fois supérieure à celle du cas $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.25$.

La distribution du champ magnétique a commencé à changer de forme (plan YZ, Fig. V.15c). Ceci est attribué à la présence d'une composante H_y croissante. La distribution du champ magnétique (plan XY, Fig. V.16a) a changé de forme, ce qui est

bien interprété par la forte présence de la composante E_z du champ électrique (plan YZ, Fig. V.14c) qui a atteint $3.5 \cdot 10^4$ V/m. Selon les figures V.13a et 14a, pour $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.25$ et $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.75$, le champ E est inversé par rapport au cas isotrope et la direction de la composante E_x reste dans la direction opposée par rapport au cas isotrope. Dans le plan E (Fig. V.13b), le centre du dipôle électrique devient un point de rotation du champ électrique.

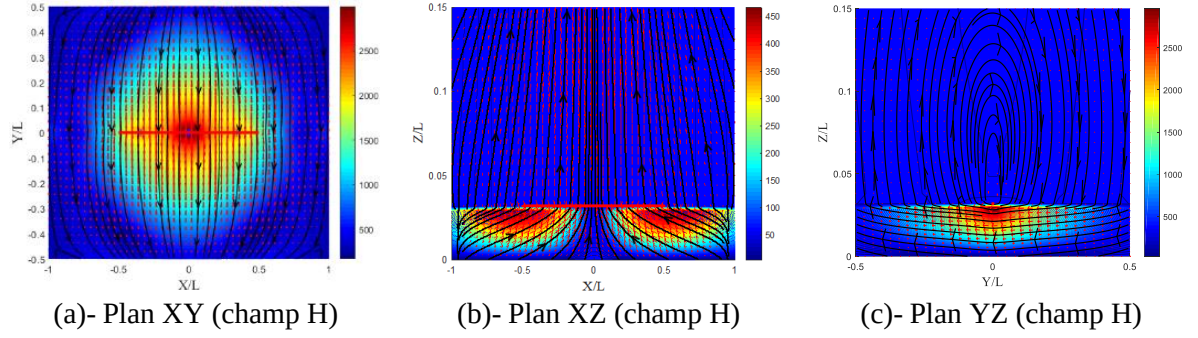


Figure. V.15 Distribution du champ H pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.25$

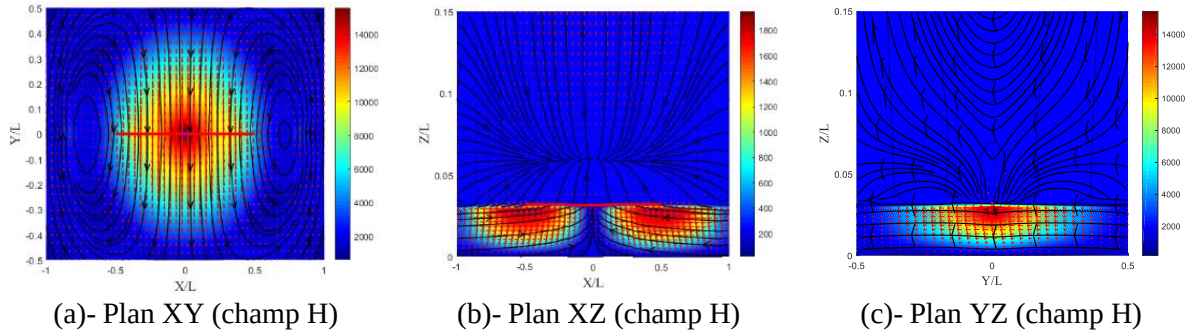


Figure. V.16 Distribution du champ H pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.75$

Le troisième changement est remarqué sur les figures V.16a et c pour $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.75$. Les résultats du champ E (plan XZ, Fig. V.13b) et du champ H (plan YZ, Fig. V.15c), pour $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.25$, indiquent que la rotation du champ E est générée par un champ magnétique à l'intérieur du substrat Réciproque Gyrotropique bianisotrope qui n'est plus rotatif dans ce cas. De plus, nous pouvons voir sur toutes les figures précédentes que l'évolution rapide du champ E précède l'évolution et la variation du champ H. Comme nous remarquons également une diminution

significative des longueurs d'onde λ_x et λ_z dans les directions x et z, respectivement (Fig. V.16a et b).

Le champ H confiné dans le substrat a changé de signe (Fig. V.16b) par rapport à celui du cas $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.25$ (Fig. V.15b). La distribution du champ H dans le plan YZ (Fig. V.15c) est presque linéaire dans le substrat bianisotrope $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.25$ et devient plus droit dans le même plan pour $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.75$ (Fig. V.16c).

En examinant les figures V.17-20, on remarque que les amplitudes des composantes du champ augmentent avec χ_{xy} et que les différentes longueurs d'onde ont subi une diminution dans chaque direction, de plus, le champ H a changé de signe et de forme par rapport au cas où $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.2\varepsilon_z$ (Fig. V.20b).

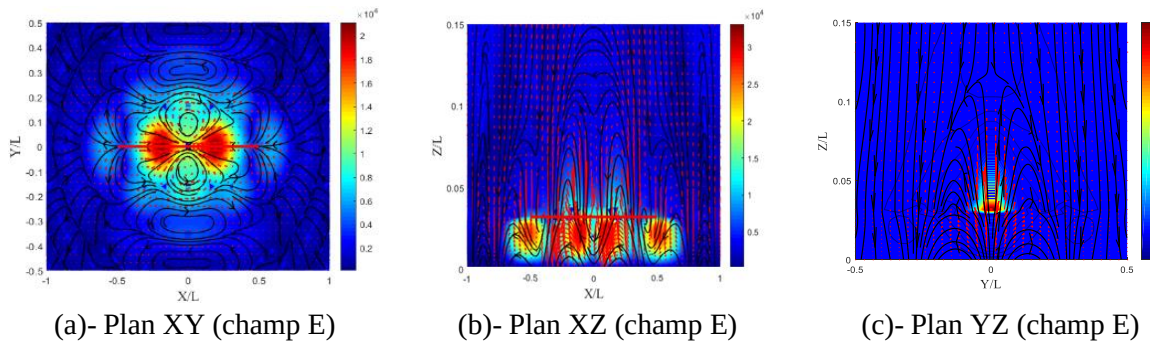


Figure. V.17 Distribution du champ E pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.2\varepsilon_z$

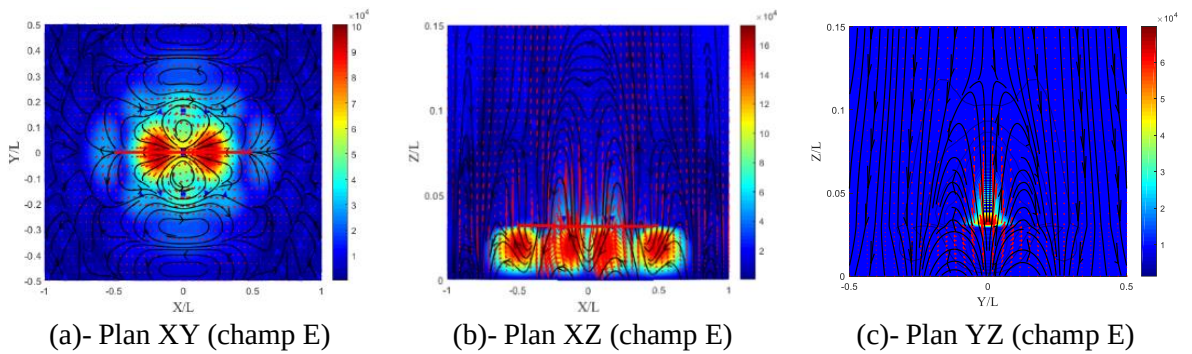


Figure. V.18 Distribution du champ E pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.25\varepsilon_z$

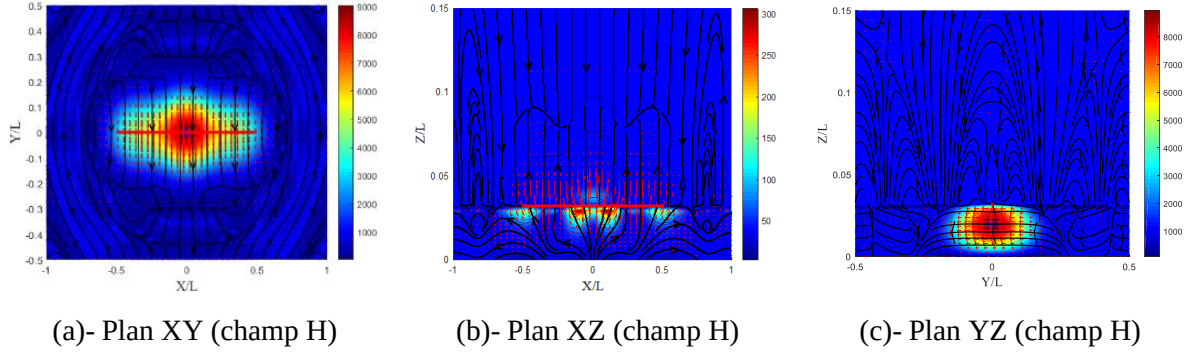


Figure. V.19 Distribution du champ H pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.2\epsilon_z$

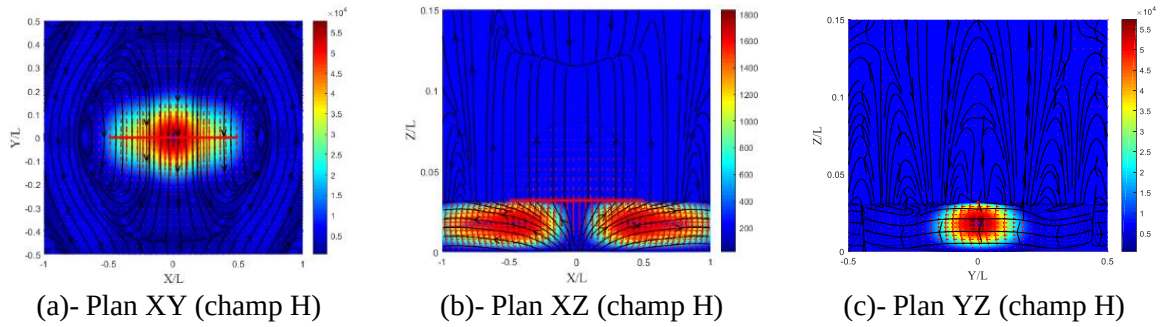


Figure. V.20 Distribution du champ pour la valeur de $\chi_{xy} = \varsigma_{xy} = 1.25\epsilon_z$

On peut voir sur ces figures que seule la distribution du champ E dans le plan XY a subi le premier changement par rapport au cas isotrope, tandis que le champ magnétique a conservé la forme de distribution isotrope. L'augmentation des composantes x et z (E_x et E_z) du champ électrique est tout à fait comparable. Ceci est bien illustré par les tracés des champs électrique et magnétique maximums (Fig. V.21). La variation de la composante E_y reste peu importante et elle est négligeable par rapport aux autres composantes. Cependant, une légère diminution de la composante H_y du champ magnétique est observée. Dès que l'impédance devient négative, on remarque que la partie réelle de la composante E_x du champ électrique est entièrement négative (Fig. V.21).

La variation de la composante E_x en fonction de l'impédance révèle trois régions : E_x positive, négative et à nouveau positive. Ces trois régions coïncident bien avec celles où l'impédance d'entrée change alternativement de signe. Le changement de signe de H_y n'a aucun effet sur le comportement de l'impédance d'entrée. La seule

interprétation de ce comportement est que les éléments Gyrotropique fait changer le signe des charges (Fig. V.21). Ces résultats interprètent les effets du milieu Gyrotropique bianisotrope réciproque sur l'impédance d'entrée présentée par les Figs. V.21.

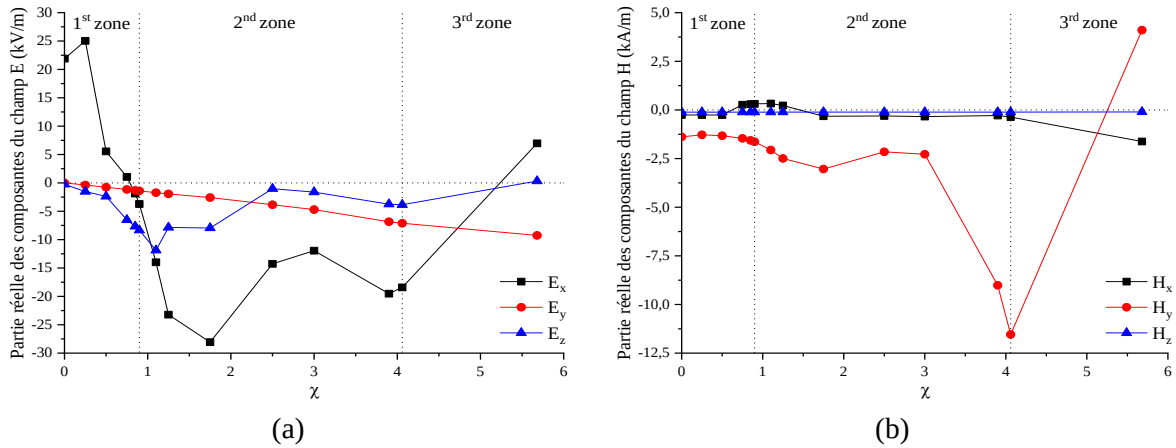


Figure IV.21 Partie réelle maximale des composantes du champ électromagnétique à la fréquence de résonance (a) composantes électriques et (b) composantes magnétiques.

V.4.2 Effet de l'élément magnétoélectrique χ_{xy} sur le couplage mutuel

Le couplage mutuel du réseau de 2 dipôles imprimés présenté à la Fig. V.1b est illustré par la Fig. V.22. La séparation des dipôles le long des axes x et y est représentée par les variables G et S, respectivement.

Des calculs d'impédance mutuelle sont effectués entre les deux dipôles imprimés dans trois configurations principales : 1)- large-côté (S varie et $G = 0$ mm), 2)- colinéaire (G varie avec $S = 0$) et 3)- configuration en échelon ($S = 10$ mm et G varie). Dans ces trois cas, les dipôles ont une longueur de 150 mm et une largeur de 0.5 mm. L'épaisseur du substrat est $d = 1.58$ mm avec une fréquence de source de 500 MHz.

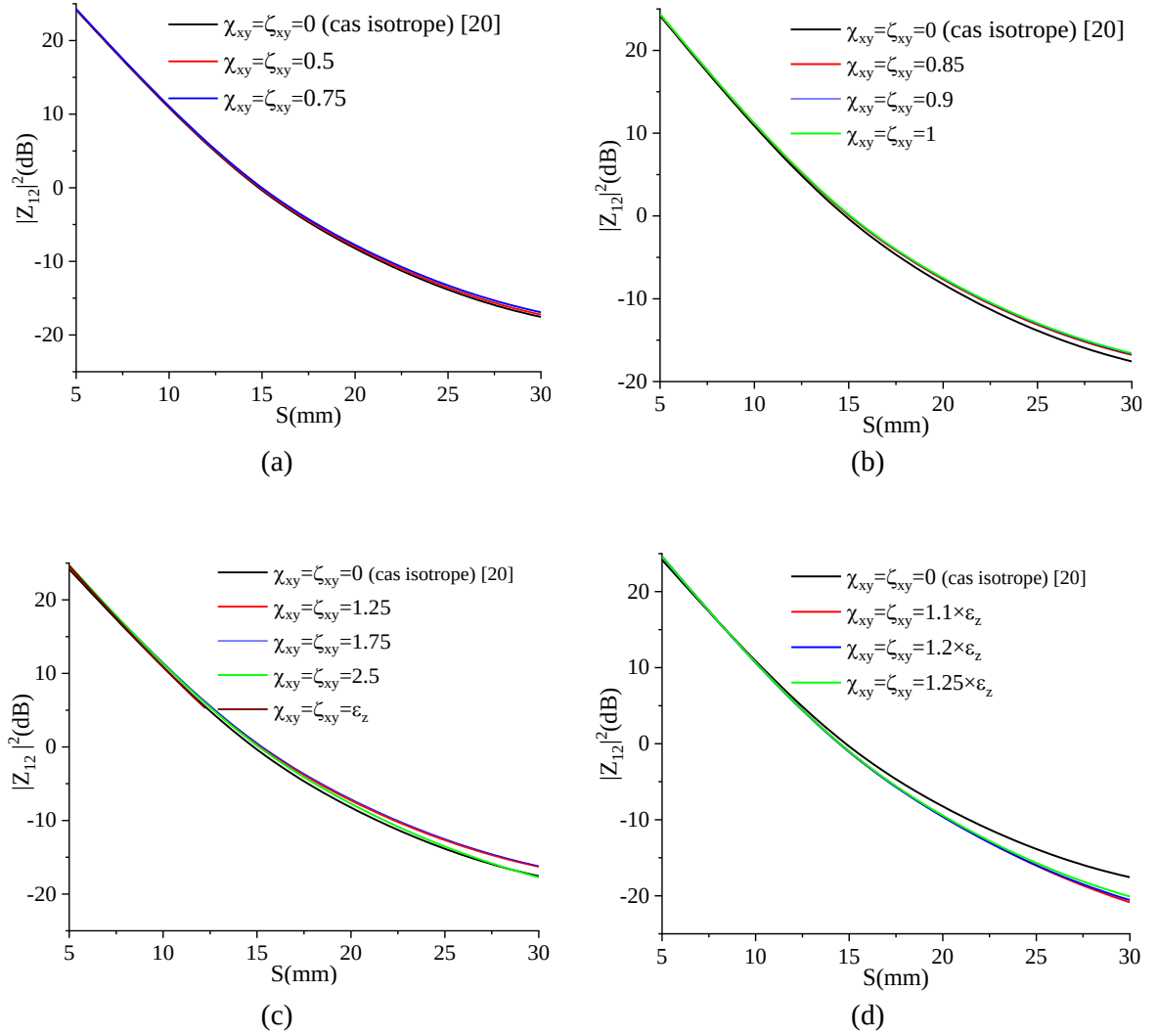


Figure IV.22 Configuration large-côté du couplage mutuel pour différentes valeurs de χ_{xy} . (a) zone de résistance d'entrée positive, (b) zone de premier changement de signe de la résistance d'entrée, (c) zone de résistance d'entrée négative, (d) zone de second changement de signe de la résistance d'entrée.

L'effet de la composante magnétoélectrique χ_{xy} sur le couplage mutuel des trois configurations est présenté dans les figures V.22-24. La figure V.22 montre le couplage mutuel de la configuration large-côté. S varie de 5 à 30 mm avec $G = 0$. Dans ce cas, le couplage mutuel diminue avec l'augmentation de S . Cependant, il n'y a pas d'effet significatif de l'élément magnétoélectrique par rapport au cas isotrope [13].

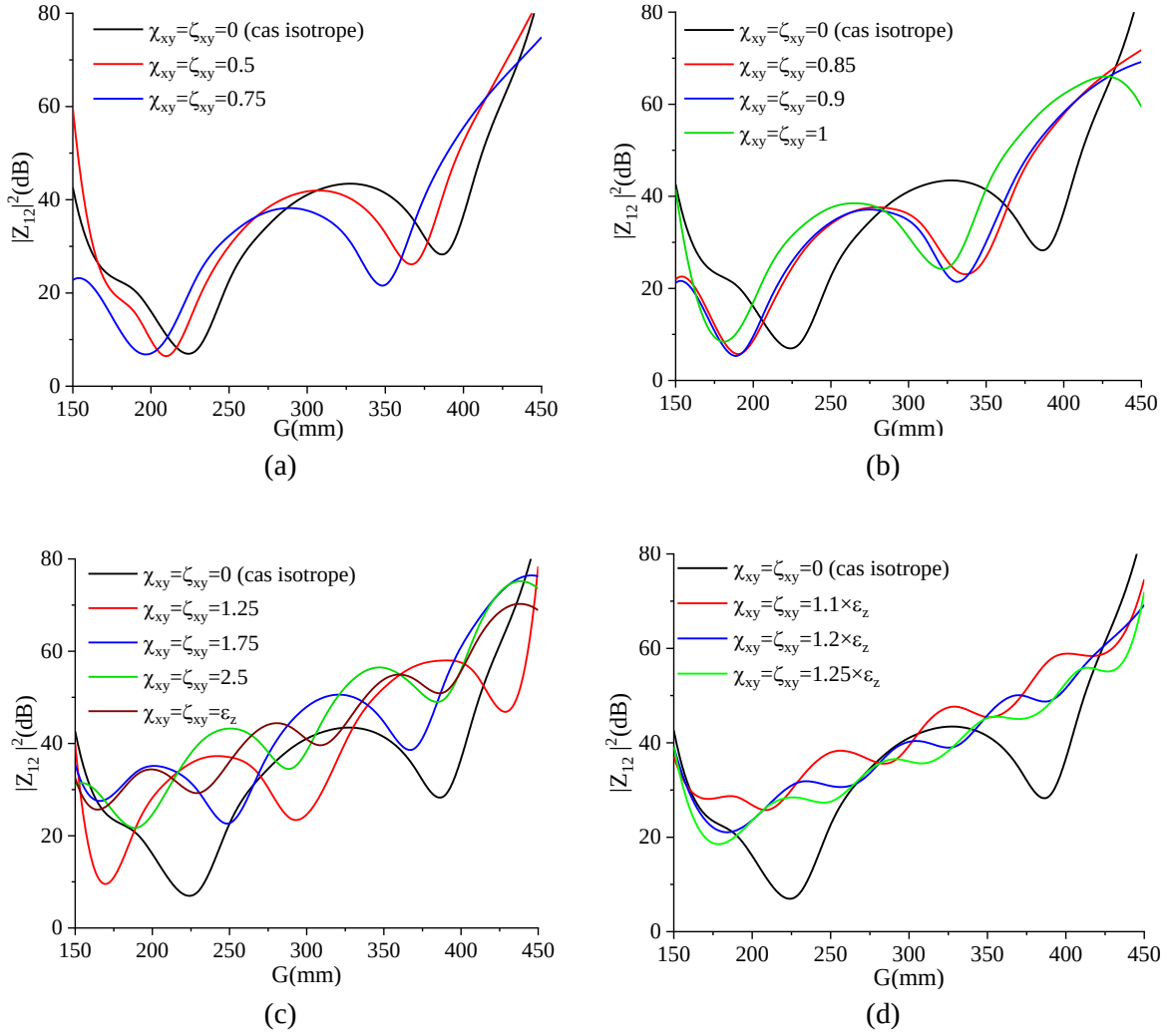


Figure IV.23 Configuration colinéaire du couplage mutuel pour différentes valeurs de χ_{xy} . (a) zone de résistance d'entrée positive, (b) zone de premier changement de signe de la résistance d'entrée, (c) zone de résistance d'entrée négative, (d) zone de second changement de signe de la résistance d'entrée.

La figure V.23 montre le couplage mutuel des orientations colinéaires. On fait varier G de 150 à 450 mm avec $S=0$ mm. L'effet du couplage entre les deux dipôles diffère d'un cas à l'autre selon les trois zones. Dans la zone 1, (Fig. V.23a et b), la forme des courbes de couplage est identique à celle du cas isotrope avec un décalage vers la gauche.

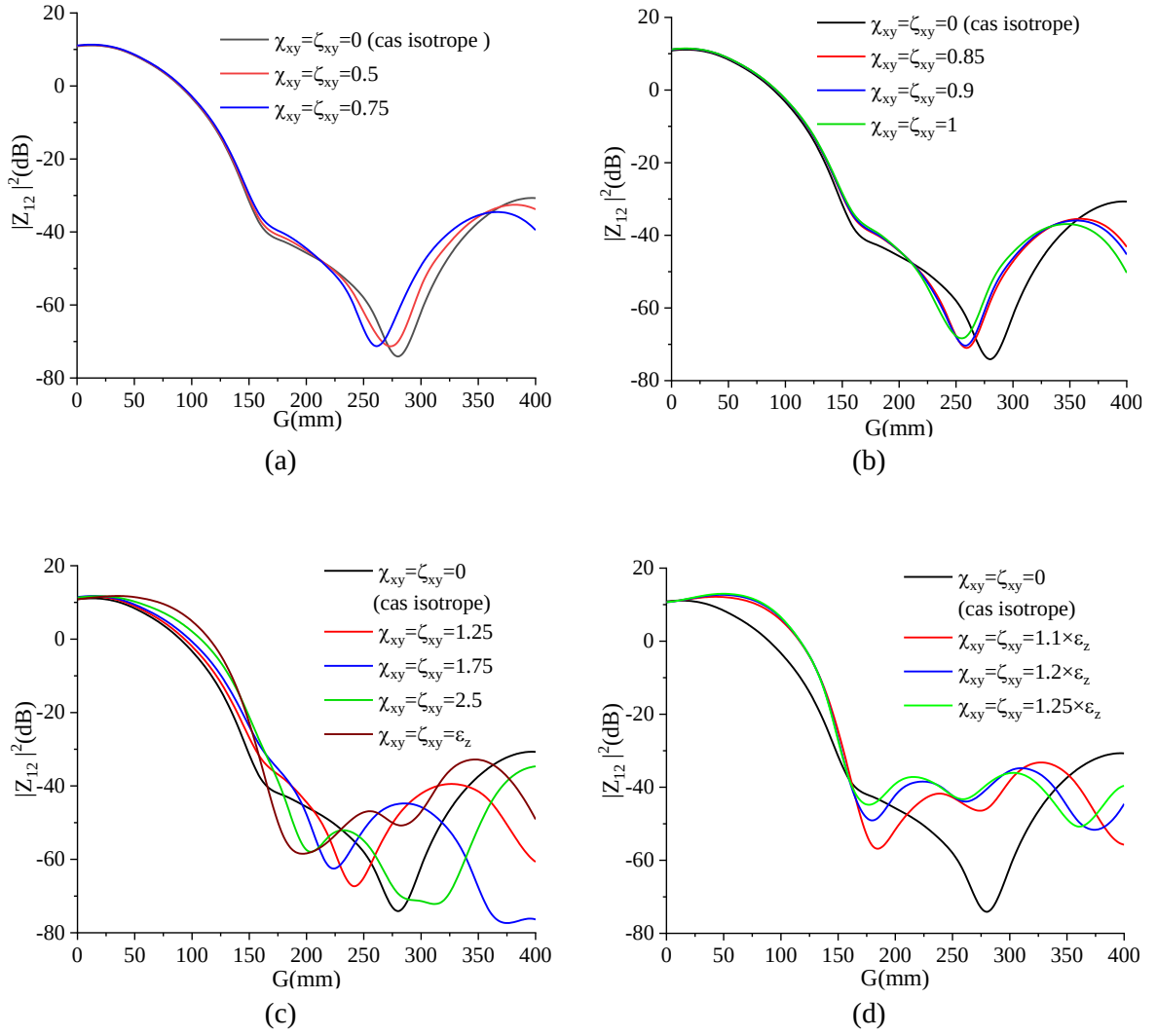


Figure IV.24 Configuration en échelon du couplage mutuel pour différentes valeurs de χ_{xy} . (a) zone de résistance d'entrée positive, (b) zone de premier changement de signe de la résistance d'entrée, (c) zone de résistance d'entrée négative, (d) zone de deuxième changement de signe de la résistance d'entrée.

Dans la zone 2, (Fig. V.23c), le couplage présente des formes d'oscillations quasi-périodiques, avec une amélioration de plus de 66%, obtenue pour $\chi_{xy} = 1.25$ autour de 170 mm. Ainsi, une miniaturisation de 55 mm du système est possible (32%). Pour χ_{xy} supérieur à ϵ_z , la périodicité des oscillations diminue (excitation importante des ondes de surface), ce qui fait que le couplage prend une forme quasi lisse.

La figure V.24 montre le couplage mutuel du réseau de dipôles dans la configuration en échelon, pour $S=10$ mm et G variant de 0 à 400 mm. D'après la figure V.24d, et pour χ_{xy} supérieur à ε_z , similaire au cas discuté ci-dessus (Fig. V.23d), la création d'ondes de surface conduit à une quasi-stabilisation du couplage vers -40 dB.

V.5 Conclusion

Dans ce chapitre, une caractérisation d'une nouvelle classe de matériaux électromagnétiques est abordée. L'accent est mis sur le milieu bianisotrope de type Gyrotropique réciproque bianisotrope, un matériau complexe qui n'a jamais été appliqué à la conception des structures d'antennes. Dans ce contexte, nous avons étudié le comportement des éléments magnétoélectriques du milieu de Gyrotropique réciproque bianisotrope utilisé comme substrat en étudiant leurs effets sur l'impédance d'entrée et le couplage mutuel d'une antenne dipôle imprimé. Des calculs numériques par équation intégrative sont effectués à l'aide de la SMOm basée sur la dérivation analytique des fonctions de Green spectrales appropriées pour la configuration de l'antenne dipôle considéré. Les résultats obtenus révèlent un changement du signe de la partie réelle de l'impédance d'entrée. Ceci est principalement dû à la propriété complexe du milieu considéré.

D'autre part, cette étude démontre un point important qui est l'investigation de la distribution du champ électromagnétique pour aborder un résultat original inhabituel qui conduit à une impédance d'entrée du dipôle avec une partie réelle négative. Ce résultat est principalement causé par des valeurs spécifiques des éléments magnétoélectriques du milieu Gyrotropique bianisotrope réciproque et qui changent le signe de la composante longitudinale (E_x) du champ électrique, suivi par celui des composantes transversales du champ magnétique H_y et H_z . Ces changements de signe sont accompagnés d'une impédance d'entrée négative et d'un comportement d'antenne monopole hybride. De plus, le couplage mutuel pour trois configurations différentes a été étudié. Il s'avère que les ondes de surface contribuent de manière significative au couplage mutuel. Ce milieu peut être utilisé dans la conception de réseaux d'antennes à

des fins d'amélioration du couplage (66%) ou de miniaturisation (32%) ou pour augmenter le nombre de dipôles dans le système sans altérer le niveau de couplage. Ce résultat constitue donc un point de départ pour d'autres études visant à caractériser ces milieux complexes avec de nouvelles propriétés intrinsèques et à aborder le comportement de ces matériaux inhabituels.

REFERENCES

- [1] Zebiri, C., & Sayad, D. (2021). Effect of bianisotropy on the characteristic impedance of a shielded microstrip line for wideband impedance matching applications. *Waves in Random and Complex Media*, 31(6), 2452-2465.
- [2] Zebiri, C., Benabdelaziz, F., & Sayad, D. (2012). Surface waves investigation of a bianisotropic chiral substrate resonator. *Progress In Electromagnetics Research B*, 40, 399-414.
- [3] Tretyakov, S. A. (2017). Complex-media electromagnetics and metamaterials. *Journal of optics*, 19(8), 084006.
- [4] Serdyukov, A., Semchenko, I., Tretyakov, S., & Sihvola, A. (2001). Electromagnetics of bi-anisotropic materials: Theory and applications.
- [5] Prudêncio, F. R., Matos, S. A., & Paiva, C. R. (2014, August). The most general classes of Tellegen media reducible to simple reciprocal media: A geometrical approach. In *2014 XXXIth URSI General Assembly and Scientific Symposium (URSI GASS)* (pp. 1-4). IEEE.
- [6] Mirmoosa, M. S., Ra'di, Y., Asadchy, V. S., Simovski, C. R., & Tretyakov, S. A. (2014). Polarizabilities of nonreciprocal bianisotropic particles. *Physical Review Applied*, 1(3), 034005.
- [7] Tretyakov, S. A., Maslovski, S. I., Nefedov, I. S., Viitanen, A. J., Belov, P. A., & Sanmartin, A. (2003). Artificial tellegen particle. *Electromagnetics*, 23(8), 665-680.
- [8] Kamenetskii, E. O., Sigalov, M., & Shavit, R. (2009). Tellegen particles and magnetoelectric metamaterials. *Journal of Applied Physics*, 105(1), 013537.,” *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no 1, p. 013537, 2009.
- [9] Pandey, A. (2019). *Practical microstrip and printed antenna design*. Artech House.

- [10]Dmitriev, V. A. (2000). Tables of the second rank constitutive tensors for linear homogeneous media described by the point magnetic groups of symmetry. *Progress In Electromagnetics Research*, 28, 43-95.
- [11]Braaten, B. D., Rogers, D. A., & Nelson, R. M. (2012). Multi-conductor spectral domain analysis of the mutual coupling between printed dipoles embedded in stratified uniaxial anisotropic dielectrics. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 60(4), 1886-1898.
- [12]Bouknia, M. L., Zebiri, C., Sayad, D., Elfergani, I., Alibakhshikenari, M., Rodriguez, J., ... & Limiti, E. (2021). Analysis of the combinatory effect of uniaxial electrical and magnetic anisotropy on the input impedance and mutual coupling of a printed dipole antenna. *IEEE Access*, 9, 84910-84921.
- [13]Bouknia, M. L., Zebiri, C., Sayad, D., Elfergani, I., Rodriguez, J., Alibakhshikenari, M., ... & Limiti, E. (2021). Theoretical study of the input impedance and electromagnetic field distribution of a dipole antenna printed on an electrical/magnetic uniaxial anisotropic substrate. *Electronics*, 10(9), 1050.
- [14]Bouknia, M. L., Zebiri, C., Sayad, D., Elfergani, I., Matin, M., Desai, A., ... & Abobaker, H. (2022). Effect analysis of the general complex reciprocal gyro-bianisotropic metamaterial medium on the input impedance of a printed dipole antenna. *Alexandria Engineering Journal*, 61(5), 3691-3696.
- [15]Sayad, D., Benabdelaziz, F., Zebiri, C., Daoudi, S., & Abd-Alhameed, R. A. (2016). Spectral domain analysis of gyrotropic anisotropy chiral effect on the input impedance of a printed dipole antenna. *Progress In Electromagnetics Research M*, 51, 1-8.
- [16]Huang, Y., & Lee, J. K. (2014, August). Analysis of a printed dipole antenna on a general anisotropic substrate with the method of moment employing eigenvector dyadic green's functions. In *2014 XXXIth URSI General Assembly and Scientific Symposium (URSI GASS)* (pp. 1-4). IEEE.
- [17]Bayjja, M., Moubadir, M., Boussouis, M., & Touhami, N. A. (2015, October). Analysis of dipole antennas using moment methods and Haar wavelet. In *2015 International Conference on Wireless Networks and Mobile Communications (WINCOM)* (pp. 1-6). IEEE.
- [18]Davidson, D. B., & Aberle, J. T. (2004). An introduction to spectral domain method-of-moments formulations. *IEEE Antennas and propagation Magazine*, 46(3), 11-19.
- [19]Sarkar, T. K., Djordjevic, A. R., & Kolundzija, B. M. (2001). Method of moments applied to antennas. *Handbook of Antennas in Wireless Communications*, 239-279.

- [20] Zebiri, C., Benabdelaziz, F., & Lashab, M. (2012, November). Complex media parameter effect: On the input impedance of rectangular microstrip antenna. In *2012 IEEE International Conference on Complex Systems (ICCS)* (pp. 1-3). IEEE.
- [21] Braaten, B. D., Nelson, R. M., & Rogers, D. A. (2009). Input impedance and resonant frequency of a printed dipole with arbitrary length embedded in stratified uniaxial anisotropic dielectrics. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 8, 806-810.
- [22] Lindell, I., Sihvola, A., Tretyakov, S., & Viitanen, A. J. (1994). *Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media*. Artech House.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Dans cette thèse, une étude analytique d'une antenne dipôle imprimé sur un milieu doté d'une anisotropie gyrotropique est détaillée. Les fonctions de Green ont été dérivées pour étudier les propriétés des structures d'antennes dipôles imprimés sur des milieux complexes, en utilisant la méthode des moments développée dans le domaine spectral et adaptée aux particularités des structures traitées. Dans cette étude, les densités de courant sur les bandes conductrices ont été déduites en utilisant la méthode des moments via la procédure de Galerkin. L'originalité de ce travail réside dans l'application des substrats complexes dans la conception des structures micro-ondes planaires et l'analyse des effets des éléments magnétoélectriques du milieu considéré sur les propriétés des antennes dipôles adoptés dans notre recherche.

Dans ce contexte, nous avons choisi de présenter l'étude d'une antenne dipôle imprimée sur trois substrats de natures complexe différentes. L'impédance d'entrée et la fréquence de résonance des dipôles ont été examinées. Le couplage mutuel entre deux éléments dipôles a été étudié selon trois positions différentes. D'autre part, la distribution du champ électromagnétique est présentée, commentée et interprétée afin qu'on puisse visualiser l'effet des différents paramètres constitutifs du milieu sur le comportement du champ électromagnétique. En particulier, le premier cas réside dans l'étude d'une antenne dipôle imprimé sur un substrat anisotrope de forme uniaxiale électrique et magnétique. Quant au deuxième cas, nous avons considéré les cas d'antennes dipôles imprimés sur des substrats de milieux complexes bianisotropes de forme gyrotropique. Ce dernier a montré une particularité très intéressante et n'a jamais été étudié auparavant dans le domaine des antennes. Des résultats théoriques originaux et concordants avec ceux publiés ont fait l'objet de plusieurs publications dans les journaux classe A.

Au cours de nos recherches, nous avons rencontré de nombreuses difficultés. Nos idées, liées au sujet que nous voulions traiter, devaient être rassemblées de manière homogène et équilibrée. En premier lieu, nous mentionnons la difficulté dans les

développements des processus arithmétiques complexes, vu qu'il s'agit de manipuler de lourdes expressions mathématiques basées sur des équations à terme de formes matricielles, ce qui rend ces tâches très fastidieuses et qui doit être répété plusieurs fois pour confirmation. Une compréhension mathématique et une maîtrise complète et formelle de ce sujet seraient d'une grande valeur. Une autre difficulté que nous avons rencontrée est celle sur le plan d'implémentation de la méthode de résolution du problème et de développement du code de calcul. La procédure de calcul nécessite beaucoup de temps, surtout pour le calcul des distributions des champs électromagnétiques qui met plus de 24 heures pour un seul paramètre avec un ordinateur moderne puissant à processeur I7. De nombreuses questions sur le parcours d'intégration, les limites d'intégration, les pôles et la convergence des programmes ont été confrontées. La précision de calcul semble très liée au choix du parcours d'intégration. Une limite d'intégration d'environ $500 \times k_0$ pourrait être suffisante pour garantir de meilleurs résultats. De plus, l'extraction des pôles associés aux fonctions d'immittance constitue un problème majeur, la fonction « fsolve » de MATLAB a été choisie pour l'accomplissement de cette tâche. Cette dernière a demandé des efforts accrus et plusieurs essais de différentes fonctions pour en choisir la meilleure.

Les nouvelles et précieuses observations suivantes constituent un bref résumé des résultats de ce travail. Nous observons, dans le premier cas, que la fréquence de résonance, l'impédance d'entrée et le couplage croisé des dipôles imprimés sont souvent affectés par la valeur de la permittivité dans la direction de l'axe optique et la valeur de μ_t . Ceci est dû au fait que le mode prédominant des problèmes était le mode TM0. Ce mode a une composante de champ électrique dans la direction de l'axe optique. Nous en concluons également que les ondes de surface contribuent au couplage mutuel de manière significative par le biais des composantes ε_z et μ_t . La visualisation des distributions des champs électromagnétiques nous a permis de comprendre de manière simple et significative les contributions des paramètres de la composante ($\varepsilon_z, \varepsilon_t, \mu_z$ et μ_t).

Dans le second cas, une antenne dipôle imprimée sur un substrat présentant une anisotropie gyroscopique complexe est analysée, en particulier l'influence des éléments complexes est examinée. Une étude de cinq solutions possibles est présentée, milieux chiral, achiral, Gyro-bianisotrope et bianisotrope complexe. Un résultat notable est que le choix des éléments électromagnétiques conduit à une diminution significative de l'impédance d'entrée, ce qui est utile pour les problèmes d'adaptation. D'autre part, ce choix conduit à une meilleure séparation par rapport au cas isotrope. Le second résultat est qu'une amélioration du couplage de 25% à 200% est obtenue dans le cas d'une configuration à larges-côtés de petites distances entre les dipôles.

Le résultat le plus intéressant que nous tirons du troisième cas concerne l'effet du substrat à milieu Gyrotropique bianisotrope . Un résultat original inhabituel consiste à avoir une impédance d'entrée du dipôle d'une partie réelle négative. Ce résultat est principalement dû au changement de signe de la composante longitudinale du champ électrique du dipôle (E_x) en fonction de l'élément magnétoélectrique. Ce support peut être utilisé dans la conception de réseaux d'antennes à des fins d'amélioration du couplage ou de miniaturisation. Ce résultat constitue un point de départ essentiel pour des études plus poussées pour la vulgarisation des milieux complexes.

Plusieurs résultats nouveaux et utiles liés à l'utilisation de milieux complexes dans la conception d'antennes dipôles sont présentés dans ce travail de thèse. Cela a ouvert de nouvelles voies pour une compréhension globale de l'influence de ces propriétés complexes des milieux électromagnétiques. C'est le point de départ pour de nombreux travaux de recherches. Pour nous, chercheurs, nous nous inscrivons dans cette perspective et attendons avec impatience de nouveaux travaux et d'autres explorations :

- L'étude de l'effet de ces milieux en domaine optique.
- L'application et la généralisation des cas de milieux gyro-bianisotropes plus complexes ainsi qu'à d'autres structures planaires.

- Analyse de l'effet du milieu doublement négatif sur les caractéristiques d'une antenne planaire imprimée.

ANNEXE

ANNEXE I

L'exemple, ci-dessus, montre la résolution d'une équation différentielle de deuxième ordre, par la méthode des moments méthode des moments, montrant la faisabilité de cette technique.

Considérons l'équation différentielle suivante :

$$-\frac{d^2 f(x)}{dx^2} = 2x^2 + 1 \quad (\text{A.I.1})$$

- Sous réserve des conditions limites $f(0) = f(1) = 0$

La résolution de l'équation différentielle en utilisant la méthode des Moments est comme suit :

$$f = f(x) \quad (\text{A.I.2})$$

$$L = -\frac{d^2}{dx^2} \quad (\text{A.I.3})$$

$$y = 2x^2 + 1 \quad (\text{A.I.4})$$

Selon la nature de la fonction connue y , et la prise en compte de cette condition aux limites, il est convenu de choisir la fonction de base comme suit :

$$f_n = x - x^{n+1}, \text{ où } n = 1, 2, \dots, N \quad (\text{A.I.5})$$

Supposons que le nombre total de sous-sections $N=2$ sur l'intervalle $[0,1]$. Ainsi on peut approximer la fonction inconnue comme suit :

$$f = f(x) = \sum_{n=1}^2 a_n (x - x^{n+1}) = a_1 (x - x^2) + a_2 (x - x^3) \quad (\text{A.I.6})$$

La méthode est celle de la procédure de Galerkin, où les fonctions de pondération sont les suivantes :

$$w_m = x - x^{m+1} \dots\dots, \quad m = 1, 2, \dots, N \quad (\text{A.I.7})$$

- Le choix d'une matrice $[Z]$ carrée est simple et résulte en

$$Z_{11} = \langle w_1, L(f_1) \rangle = \int_0^1 w_1(x) L(f_1(x)) dx = \int_0^1 (x - x^2)(2) dx = \frac{1}{3} \quad (\text{A.I.8})$$

$$Z_{12} = \langle w_1, L(f_2) \rangle = \int_0^1 w_1(x) L(f_2(x)) dx = \int_0^1 (x - x^2)(6x) dx = \frac{1}{2} \quad (\text{A.I.9})$$

$$Z_{21} = \langle w_2, L(f_1) \rangle = \int_0^1 w_2(x) L(f_1(x)) dx = \int_0^1 (x - x^3)(2) dx = \frac{1}{2} \quad (\text{A.I.10})$$

$$Z_{22} = \langle w_2, L(f_2) \rangle = \int_0^1 w_2(x) L(f_2(x)) dx = \int_0^1 (x - x^3)(6x) dx = \frac{4}{5} \quad (\text{A.I.11})$$

$$V_1 = \langle w_1, y \rangle = \int_0^1 w_1(x) y(x) dx = \int_0^1 (x - x^2)(2x^2 + 1) dx = \frac{4}{15} \quad (\text{A.I.12})$$

$$V_2 = \langle w_2, y \rangle = \int_0^1 w_2(x) y(x) dx = \int_0^1 (x - x^3)(2x^2 + 1) dx = \frac{5}{12} \quad (\text{A.I.13})$$

- Par conséquent,

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{3} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{4}{5} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{4}{15} \\ \frac{5}{12} \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{3}{10} \\ \frac{1}{3} \end{bmatrix} \quad (\text{A.I.14})$$

- La fonction inconnue $f(x)$ est donnée par :

$$f(x) = \frac{3}{10}(x - x^2) + \frac{1}{3}(x - x^3) = -\frac{1}{3}x^3 - \frac{3}{10}x^2 + \frac{19}{30}x \quad (\text{A.I.15})$$

- La solution analytique de cette équation différentielle est :

$$f(x) = -\frac{1}{6}x^4 - \frac{1}{2}x^2 + \frac{2}{3}x \quad (\text{A.I.16})$$

- Vérification (voir Figure. 2.1)

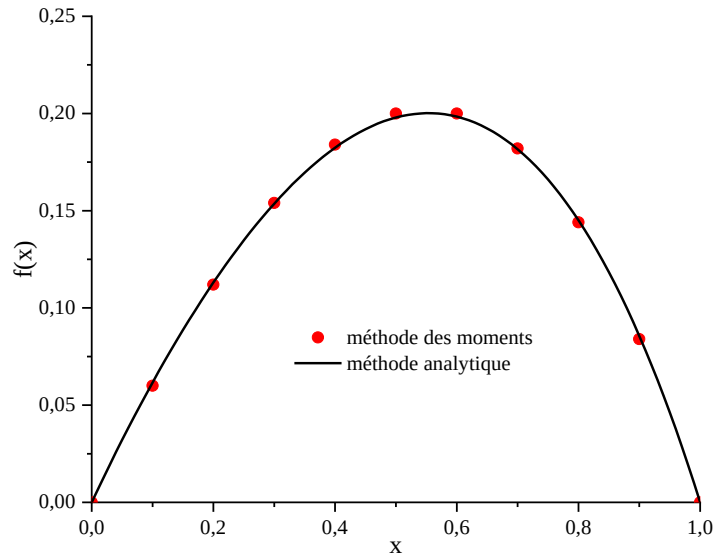


Figure. 2.1 : Comparaison entre la solution exacte (méthode analytique) et la solution approximative (méthode des Moments).

في هذا العمل البحثي، يتم استخدام طريقة العزوم، عن طريق الاشتقاق الرياضي لدالة Green الخاصة في المجال الطيفي لاستخراج تردد الرنين، ومقاومة المدخل والاقتران المتبادل وتوزيع الحقل الكهربائي والمغناطيسي لثنائيات الأقطاب المطبوعة على وسائط تتميز بخصائص كهرومغناطيسية معقدة. اعتمدت الدراسة على الحلول العددية للمعادلات التكاملية.

ينقسم هذا العمل إلى ثلاثة أجزاء رئيسية: الجزء الأول يتعلق بهوائي ثنائي القطب مطبوع على ركيزة ذات تباين كهربائي ومغناطيسي أحادي المحور. تم عرض نتائج جديدة ومناقشتها مع دراسة تأثير تباين الخواص الكهربائية والمغناطيسية. بينما يتعلق الثاني بتوصيف ثنائي القطب المطبوع على ركيزة ذات وسط متباين الخواص دوراني على شكل مرصوفات معقدة. حصلنا على سلسلة من النتائج الأصلية وتم التعليق عليها. يتناول الجزء الأخير تصميم هوائي ثنائي القطب مطبوع على ركيزة اصطناعية ذات وسط من نوع Gyrotropique bianisotrope، والتي لم يسبق تطبيقها في تصميم الهوائيات من قبل. تقدم النتائج التي تم الحصول عليها آفاقاً جديدة فيما يتعلق بانتشار وإشعاع الموجات بواسطة هوائيات ثنائية القطب مطبوعة على وسائط معقدة. تؤثر المعلومات الخاصة بالوسط المدروس على معاوقة المدخل لثنائي القطب، وهي نتيجة لم يتم الحصول عليها وتفسيرها من قبل.

الكلمات المفتاحية: الهوائي، ثنائي القطب المطبوع، طريقة العزوم، الوسائط متباينة الخواص، الوسائط ثنائية تباين الخواص، Gyrotropique bianisotrope، دوال Green.

Résumé :

Dans ce travail de recherche, la méthode des moments, par dérivation mathématique des fonctions de Green appropriées dans le domaine spectral, est utilisée pour extraire la fréquence de résonance, l'impédance d'entrée, le couplage mutuel et la distribution du champ des dipôles imprimés sur des milieux caractérisés par des propriétés électromagnétiques complexes. L'étude est basée sur la résolution numérique de l'équation intégrale. Ce travail est divisé en trois parties principales : La première concerne une antenne dipôle imprimée sur un substrat à anisotropie électrique et magnétique uniaxiale. De nouveaux résultats sont présentés et discutés, avec l'étude de l'effet des anisotropies électrique et magnétique combinées. Alors que la deuxième concerne la caractérisation du dipôle imprimé sur un substrat gyro-bianisotrope, caractérisé par des tenseurs complexes. Une série de résultats originaux ont été obtenus et commentés. La dernière partie porte sur la conception d'une antenne dipôle imprimée sur un substrat synthétique dit nouveaux métamatériaux Gyrotropique bianisotrope, qui n'a jamais été appliqué dans la conception d'antennes. Les résultats obtenus offrent de nouveaux horizons concernant la propagation et le rayonnement des ondes par des antennes dipôles imprimées sur des milieux complexes. Les paramètres constitutifs du milieu étudié affectent le signe de l'impédance d'entrée du dipôle, un résultat qui n'a jamais été obtenu et interprété auparavant.

Mots clés : antenne, dipôle imprimée, méthode des moments, milieux anisotropes, milieux bianisotropes, Gyrotropique bianisotrope, fonctions de Green.

Abstract

In this research work, the method of moments, by mathematical derivation of appropriate Green's functions in the spectral domain, is used to extract the resonant frequency, input impedance, mutual coupling and field distribution of printed dipoles on media characterized by complex electromagnetic properties. The study is based on the numerical solution of the integral equation. This work is divided into three main parts: The first one concerns a dipole antenna printed on a substrate with uniaxial electric and magnetic anisotropy. New results are presented and discussed, with the study of the combined effect of the electrical and magnetic anisotropies. While the second one concerns the characterization of a printed dipole antenna on a gyro-bianisotropic substrate, characterized by complex tensors. A series of original results have been obtained and discussed. The last part deals with the design of a dipole antenna printed on a synthetic substrate known as Gyrotropic bianisotropic metamaterial, which has never been applied in antenna design. The obtained results offer new horizons concerning the propagation and radiation of waves by printed dipole antennas on complex media. The constitutive parameters of the studied medium affect the sign of the input impedance of the dipole, a result that has never been obtained and interpreted before.

Keywords: antenna, printed dipole, method of moments, anisotropic media, bianisotropic media, Gyrotropic bianisotropic metamaterial, Green's functions.